JAN 26 1923


# Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 600 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 750 Mark, im Ausland je nach dem Valutastande. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 25.— Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

Alle **Manuskriptsendungen** und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. **M. Born**, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die **Schriftleitung**: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

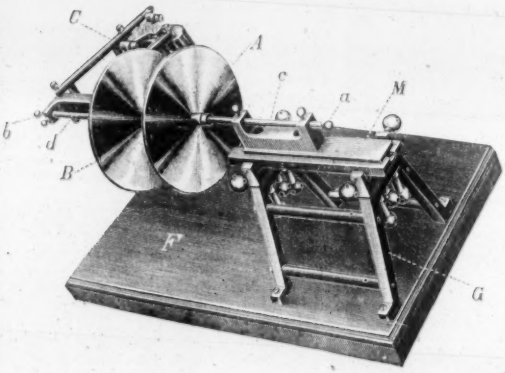
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 22/23. 15. November / 1. Dezember 1922 No. 626/627. 23. Jahrgang.



**Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,**

München.




**Luft-kondensator**

nach

**Kohlrausch.**

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

## Inhaltsverzeichnis:

(N. = Naturforscherbericht; B. = Besprechungen.)


| | Seite |
|---|---|
| **Anderle, F.**, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. (B.) | 526 |
| Anfangspermeabilität: Die magnetische —, v. J. Würschmidt. (N.) | 499 |
| Ätherfrage: Zur —, v. E. Wiechert. (N.) | 513 |
| Atomkerne: Über Bau und Energieinhalt der —, v. Th. Kaluza. (N.) | 474 |
| **Bjerknes, V.**, Wettervorhersage. (N.) | 481 |
| **Bokowski, A.**, Untersuchungen zur Einsteinschen Gravitationstheorie. (N.) | 511 |
| Elektrisches Feld: Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im —, v. O. Stern. (N.) | 476 |
| **Emden, R.**, Über den Bau und die Entwicklung der Sterne. (N.) | 490 |
| Entladung: Die Röntgenstrahlung der Kathode bei der autoelektronischen —, v. J. E. Lilienfeld. (N.) | 506 |
| Felderzeugung durch Masse und Ladung, v. E. Reichenbächer. (N.) | 519 |
| Gaede-Diffusionspumpe: Demonstration einer neuen —, v. A. Schmidt. (N.) | 462 |
| Gravitationstheorie: Untersuchungen zur Einsteinschen —, v. A. Bokowski. (N.) | 511 |
| Hallwachs, Wilhelm †, v. O. Wiener | 457 |
| **Jaffé, G.**, Zur Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. (N.) | 500 |
| **Kaluza, Th.**, Über Bau und Energieinhalt der Atomkerne. (N.) | 474 |
| Kathode: Die Röntgenstrahlung der — bei der autoelektronischen Entladung, v. J. E. Lilienfeld. (N.) | 506 |
| **Kulenkampff, H. u. E. Wagner**, Das kontinuierliche Röntgenspektrum. (N.) | 503 |
| **Lilienfeld, J. E.**, Die Röntgenstrahlung der Kathode bei der autoelektronischen Entladung. (N.) | 506 |
| **Mark, H.**, Vorgänge bei der Dehnung von Zinkkristallen. (N.) | 523 |
| **Planck, M.**, Vorlesungen über Thermodynamik. (B.) | 527 |
| Quantelung: Über den experimentellen Nachweis der räumlichen — im elektrischen Feld, v. O. Stern. (N.) | 476 |
| **Reichenbächer, E.**, Felderzeugung durch Masse und Ladung. (N.) | 519 |
| Röntgenspektroskopie: Neue Hilfsmittel für die Röntgenspektroskopie, v. H. Stintzing. (N.) | 463 |
| Röntgenspektrum: Das kontinuierliche —, v. E. Wagner u. H. Kulenkampff. (N.) | 503 |



# Elektrotechnik.

Mit Vakuumtechnik vertrauter jüngerer **Physiker** vom Laboratorium Berliner Großfirma gesucht. Ausführliche Angebote erbeten unter **S. H. 613** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Neuste Konstruktion!

*Kugelepiskop. D.R.P. 250314.*

# Franz Schmidt & Haensch

**Berlin S. 42,** Prinzessinnenstraße 16

## Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

**Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.**

**Preislisten kostenlos.**

# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22/23. 15. November/1. Dezember 1922. Redaktionsschluß für No. 24 am 1. Dezember 1922. 23. Jahrgang.


INHALT:


O. Wiener, Wilhelm Hallwachs †. S. 457.

**Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Leipzig vom 17.–24. September 1922:**

A. Schmidt, Demonstration einer neuen Gaede-Diffusionspumpe. S. 462.

H. Stintzing, Neue Hilfsmittel für die Röntgenspektroskopie. S. 463.

Th. Kaluza, Über Bau und Energieinhalt der Atomkerne. S. 474.

O. Stern, Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld. S. 476.

V. Bjerknes, Wettervorhersage. S. 481.

R. Emden, Über den Bau und die Entwicklung der Sterne. S. 490.

J. Würschmidt, Die magnetische Anfangspermeabilität. S. 499.

G. Jaffé, Zur Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. S. 500.

E. Wagner u. H. Kulenkampff, Das kontinuierliche Röntgenspektrum. S. 503.

J. G. Lilienfeld, Die Röntgenstrahlung der Kathode bei der autoelektronischen Entladung. S. 506.

A. Bokowski, Untersuchungen zur Einsteinschen Gravitationstheorie. S. 511.

E. Wiechert, Zur Ätherfrage. S. 513.

E. Reichenbächer, Felderzeugung durch Masse und Ladung. S. 519.

H. Mark, Vorgänge bei der Dehnung von Zinkkristallen. S. 523.

**Besprechungen:**

Fr. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. S. 526.

M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. S. 527.

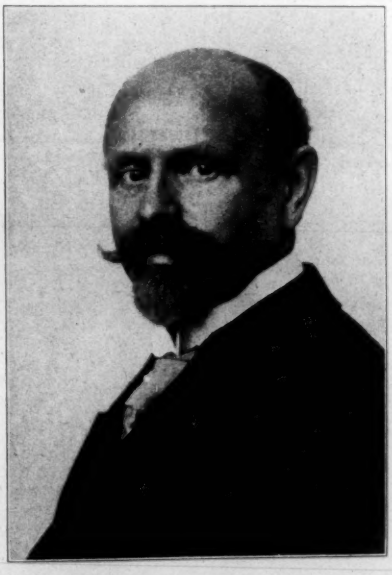
**Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1922/23.** S. 527.

**Angebote.** S. 536.

**Gesuche.** S. 536.


## Wilhelm Hallwachs †[1]).

Von Otto Wiener.



Am 20. Juni dieses Jahres starb der geistvolle Entdecker des „Hallwachseffektes", unerwartet für alle, die ihn auf dem Physikertag in Jena noch frisch und lebensfroh gesehen hatten. Eine Krankheit, die öfter in höherem Alter einsetzt, hatte ihn schon frühzeitig befallen und wohl unter den Anstrengungen des Rektoratsjahres an der Technischen Hochschule in Dresden, das im März dieses Jahres zu Ende ging, vorzeitig das Ende herbeigeführt. Alles was er angriff, mit größter Hingabe betreibend, unermüdlich in pflichterfüllender Tätigkeit, nur selten und kurz sich Erholung gönnend, hat er wohl seine Lebensflamme zu rasch abgebrannt, und die Kriegsjahre, deren Entbehrungen er in Gewissenhaftigkeit voll auskostete, haben gewiß zur frühen Erschöpfung seiner Kräfte beigetragen.

Wilhelm Hallwachs wurde am 9. Juli 1859 in Darmstadt geboren als Sohn des Geh. Rates und späteren Direktors des dortigen Justizministeriums. 1883 doktorierte er in Straßburg bei August Kundt

1) Einen ausführlichen Nachruf habe ich kürzlich in einer Gesamtsitzung der Sächsischen Akademie vorgetragen, der in deren Berichten erscheinen wird.

mit einer Arbeit über Bleiakkumulatoren, einer der ersten, die den Energieaustausch dieses wichtigen Hilfsmittels der Elektrotechnik genauer untersuchten. Dabei lernte er die Mängel der damaligen Elektrometer kennen, die zu beseitigen er in Würzburg als Assistent bei F. Kohlrausch (1884 bis 1886) in einer tiefgründigen Arbeit unternahm, die er zur späteren Habilitation in Leipzig verwendete und die ganz Kohlrauschschen Geist verriet. Es gelang ihm, ein neues Elektrometer zu bauen, das mit einer Genauigkeit von wenigen Zehntausendeln des Wertes die Spannung zu bestimmen gestattet und das er später in Dresden noch weiter vervollkommnete. Ersatz der störenden Flüssigkeitsdämpfung durch Luftdämpfung, Berücksichtigung und später Beseitigung der elastischen Nachwirkung der Nadelaufhängung, Gleichmaß der Empfindlichkeit, Einführung der glücklichen Bezeichnungen Nadel-, Quadrant- und Doppelschaltung für die verschiedenen Schaltarten des Instruments, Berücksichtigung und Messung der Kontaktpotentialdifferenz zwischen Nadel und Quadranten, sind die wichtigsten Errungenschaften dieser feinsinnigen Untersuchung.

Von 1886—1888 war Hallwachs Assistent bei Gustav Wiedemann am Physikalischen Institut in Leipzig, wo er sich auch habilitierte. Als im Jahre 1887 Hertz den merkwürdigen fördernden Einfluß entdeckte, den die Strahlung eines Funkens auf den Übergang des Funkens einer zweiten Funkenstrecke ausübt, kam Hallwachs, wohl vorbereitet durch seine elektrostatischen Untersuchungen, auf den Gedanken, den dynamischen Vorgang durch einen dem Experiment leichter zugänglichen statischen zu ersetzen. Die ultraviolette Strahlung einer Bogenlampe ließ er auf eine negativ geladene Zinkplatte wirken, deren Entladung ein Elektroskop erkennen ließ. Bei positiver Ladung der Zinkplatte blieb die Wirkung aus. Das rote Ende eines durch Quarzprisma entworfenen Spektrums erwies sich gänzlich wirkungslos, während die äußersten ultravioletten Strahlen von besonderem Einfluß waren. Das Ausbleiben der Wirkung, wenn die Strahlen die Zinkplatte nur streiften, bewies, daß nicht die Luft, sondern das Metall selbst Träger der Wirkung ist. Seine berühmte erste Abhandlung schließt mit der Vermutung, daß es sich um eine eigenartige Scheidung der Elektrizitäten handeln müsse, die die Strahlung herbeiführt.

War dem nun so, so mußte auch bei der ungeladenen Platte negative Elektrizität weggehen und sie positiv geladen zurücklassen. Die nächste Arbeit ergab dann in der Tat, daß das Licht auch in diesem Sinne erregend wirkt. Eine weitere Arbeit, die dann in Straßburg ausgeführt wurde, wohin Hallwachs nach Kohlrauschs Übersiedlung dorthin im Jahre 1888 als Assistent wieder berufen wurde, konnte den Nachweis erbringen, daß die Wirkung geknüpft ist an die Absorption der ultravioletten Strahlen. Beispielsweise zeigten sich auch Lösungen von Farbstoffen, wie Fuchsin, lichtelektrisch empfindlich, wenn sie die ultravioletten Strahlen absorbieren.

Hier wies Hallwachs auch bereits auf den merkwürdigen Umstand hin, daß eine Zinkplatte, die längere Zeit an der Luft gelegen hatte, ihre Wirksamkeit zum großen Teil verliert, sofort aber die Elektrizität wieder kräftig zerstreut, sobald man sie frisch abschmirgelt. Man hat diese Erscheinung später als lichtelektrische Ermüdung bezeichnet und Hallwachs konnte schon damals nachweisen, daß diese nicht durch eine oxydierende Wirkung des Luftsauerstoffs bedingt ist.

Noch einen wichtigen Fund hat Hallwachs in jener Zeit gemacht, der für die spätere Deutung der lichtelektrischen Erscheinungen nicht ohne Belang war. Es gelang ihm nämlich zu zeigen, daß die lichtelektrische Zerstreuung nicht bloß eintritt, wenn man das Metall von vorn bestrahlt, sondern auch, wenn man die Belichtung von

hinten her vornimmt. Dabei mußte natürlich das Metall so dünn gewählt werden, daß es die Strahlung noch hindurchläßt.

Damit ist ungefähr der Kreis von Tatsachen umschrieben, die Hallwachs in der ersten Zeitspanne auffand, worin er sich mit den lichtelektrischen Erscheinungen beschäftigte. Es entstand jetzt eine längere Pause in diesen Arbeiten, die von 1890 bis 1904 währte. Sie war bedingt zunächst durch die seit 1888 eingetretene Assistentenschaft bei Kohlrausch in Straßburg, der eine wachsende Zahl von Schülern dort um sich sammelte und besonders die Eigenschaften der Elektrolyte untersuchen ließ, ein Gebiet, dem sich Hallwachs auf die Dauer auch nicht ganz entziehen konnte.

Die bei Verdünnung eines Elektrolyten stark zunehmende Dissoziation regte Hallwachs zu der Frage an, ob sich die verhältnismäßige Lichtbrechung bei der Verdünnung ändere. Dazu aber mußte man die Brechungsverhältnisse außerordentlich verdünnter Lösungen untersuchen, was bisher noch nicht geschehen war; und auch die Verfahren, solche Brechungsverhältnisse zu bestimmen, waren nicht ohne weiteres gegeben.

Hallwachs benutzte zunächst das feinste mögliche Meßverfahren, das nicht Ablenkungen feststellt, sondern Wellenlängen zählt. Das gegebene Instrument war der Jaminsche Interferenzialrefraktor. Er arbeitete in sehr feinsinniger Weise ein Verfahren auf diesem Wege aus. Für etwas stärkere Konzentrationen wurde es aber höchst unbequem, ohne daß das gewöhnliche Verfahren der Brechung im Prisma schon angezeigt gewesen wäre. Hallwachs baute einen neuen Apparat, bei dem zwei zwischen planparallelen Platten parallel verlaufende Tröge nebeneinander gesetzt sind, deren einer das reine Wasser und der andere die Lösung enthält. Das Licht tritt streifend an der Grenzwand der beiden Tröge ein und erfährt unter diesen Bedingungen eine größte Ablenkung des einfallenden Lichtstrahls. Das Ergebnis der Versuche war, daß die von gleichen gelösten Mengen verursachte Brechung bei der Verdünnung verhältnismäßig stark zuzunehmen schien. Aber das Ergebnis war nicht eindeutig, denn es konnte diese Zunahme auch dadurch verursacht werden, daß bei zunehmender Verdünnung eine Zusammenziehung der Flüssigkeit eintritt. Um dies zu untersuchen, wäre es nötig gewesen, die Dichten solcher verdünnten Lösungen zu kennen, die man aber noch nicht bestimmt hatte. Diese Frage aufzuklären unternahm Hallwachs zusammen mit Kohlrausch, eine Untersuchung, die als ein Meisterstück der messenden Physik bezeichnet werden muß. Es kam darauf an, die Dichte auf ein Milliontel ihres Wertes zu bestimmen, ungefähr zehnmal so genau als man bisher dazu imstande war. Als geeignetes Verfahren wurde das Auftriebsverfahren erkannt. Die Schwierigkeit bestand nur darin, den Fehler zu vermeiden, der durch die kapillare Wasserschicht bedingt ist, die sich bei der Eintauchstelle an den Faden anhängt. Ein äußerst feiner, glatter Kokonfaden, der gerade eben noch das Gefäß tragen kann, führte zur Lösung der Aufgabe; und da stellte sich heraus, daß gerade bei den äußersten Verdünnungen der Salzlösungen eine verhältnismäßig starke Zusammenziehung erfolgt, derart, daß bei allen untersuchten Stoffen die molekulare Refraktion oder Brechung unverändert bleibt. Die Lichtbrechung ist offenbar an die innigste Nähe der Atome und Ionen gebunden, sodaß ihre größere Nähe oder Entfernung, wie sie bei der Dissoziation statthat, sich einflußlos zeigen muß. Die gestellte Aufgabe war damit gelöst.

Im Jahre 1893 nahm Hallwachs einen Ruf als ordentlicher Professor der Elektrotechnik an die Technische Hochschule in Dresden an, nachdem er bereits 1888 einen solchen als Dozent nach Aachen abgelehnt

hatte. Die Übernahme der Dresdener Professur mußte Hallwachs noch mehr von seinen früheren Entdeckerpfaden wegführen. Die Einarbeitung in das gesamte Gebiet der Elektrotechnik und der Entwurf zu einem neuen elektrotechnischen Institut nahm zunächst seine volle Kraft in Anspruch. Zum Glück konnte er im Jahre 1900 nach dem Rücktritt August Töplers von der Dresdener Physik-Professur dessen Stelle einnehmen und so wieder zur Physik zurückkehren. Wohl mit in Rücksicht auf diese Aussicht hatte er 1899 einen Ruf als ordentlicher Professor der Physik nach Gießen abgelehnt. In Dresden erforderte der große Andrang der Studierenden zur Physik die Einrichtung eines Kohlrauschschen Praktikums in großem Stil und die Notwendigkeit, die Räume des Instituts zu erweitern, und somit viel Arbeit in Amt und Unterricht.

Inzwischen war das Gebiet der Lichtelektrizität durch die aufsehenerregende Entdeckung von Lenard, daß der Hallwachseffekt auch im Vakuum statthat und daß dabei Kathodenstrahlen von geringer Geschwindigkeit weggehen, in ein neues Fahrwasser gelangt. Sobald ihm die amtlichen Verpflichtungen Zeit ließen, kam Hallwachs nun dem inneren Bedürfnis, auch seinerseits wieder in das Gebiet einzugreifen, nach und knüpfte an seine alten Beobachtungen in Luft an, die noch mancherlei Fragen ungeklärt gelassen hatten. Nachdem er sich in einer geeignet umgebauten Hefner-Alteneck-Lampe eine verhältnismäßig gleichbleibende Quelle ultravioletter Strahlung geschaffen hatte, konnte er der Frage nähertreten, worin das merkwürdige Nachlassen der lichtelektrischen Wirkung, das er schon früher festgestellt hatte, jene „lichtelektrische Ermüdung" bestünde. Um der Sache auf die Spur zu kommen, ließ er eine blank polierte Kupferplatte im Freien liegen. Sie verlor dort schon nach $1^1/_2$ Stunden die Hälfte ihrer Wirksamkeit, im Zimmer dagegen erst in 3 Stunden und in einem engen Gefäß von 1 Liter Inhalt erst in 8 bis 20 Tagen. Es lag daher nahe, für die Ermüdung das in der freien Luft stets etwas vorhandene Ozon verantwortlich zu machen und es gelang Hallwachs der Nachweis, daß dem in der Tat so sei, daß aber eine Oxydation des Metalls durch das Ozon dabei keineswegs in Betracht kommt, was man zunächst vermuten könnte. Ebenso konnte er zeigen, daß weder die Beleuchtung an sich, noch eine Korrosion, noch die Veränderung des Kontaktpotentials den Ermüdungseinfluß bedingt. Es mußte das Gas an sich sein, das von der Oberfläche aufgenommen, den Austritt der Elektronen erschwert. Und die Lenardschen Beobachtungen über die Absorption der Kathodenstrahlen in Gasen sprachen für diese Erklärung. Wurde beispielsweise eine Platinplatte durch Erhitzen von den Gasen befreit, so stieg ihre Empfindlichkeit.

Aber um den Einfluß anderer Gase zu untersuchen, war es nötig, die Platte in einen luftleeren Raum zu bringen und dann erst die anderen Gase zuzulassen. Da zeigte sich etwas Merkwürdiges. Bei Zulassung der Gase stieg zunächst die Empfindlichkeit der Platte und diese Versuche, die er später durch seine Schüler Ullmann und Paech fortsetzen ließ, führten zu dem Ergebnis, daß zu Beginn der Gasaufnahme alle untersuchten Gase empfindlichkeitssteigernd wirken, besonders stark z. B. Kohlensäure, und es schien kein chemischer, sondern ein rein physikalischer Einfluß zu sein, der sich da geltend macht, es schien die Dielektrizitätskonstante der Gase wirksam zu sein. Nun war bekannt, daß Ammoniak eine besonders hohe Dielektrizitätskonstante besitzt. In der Tat wurde mit diesem Gas eine fünffache Empfindlichkeit erzielt gegenüber trockener Luft. Hallwachs erinnerte daran, daß ja auch die Dissoziation der Elektrolyte in Flüssigkeiten mit größeren Dielektrizitätskonstanten besonders gut vor sich geht (Nernst).

Und so konnte man sich vorstellen, daß die Anwesenheit eines Gases von hoher Dielektrizitätskonstante in dem Metall die Abspaltung der Elektronen in besonders hohem Maße begünstigt.

Da die Dielektrizitätskonstante des Vakuums gleich 1 ist, so konnte nur der Überschuß der Dielektrizitätskonstante des Gases über 1 von Wirksamkeit sein. Die äußerste Folgerung, die man daraus ziehen konnte, war die, daß im vollkommenen Vakuum die lichtelektrische Wirkung überhaupt ausbleiben muß. Diesen Schluß zog Hallwachs bereits im Jahre 1912. Zu seiner Prüfung unternahm er in gemeinsamer Arbeit mit Wiedmann eine Untersuchung am Kalium, das nach Elster und Geitel besonders lichtelektrisch empfindlich ist, selbst in sichtbarem Licht, und von dem man wußte, daß es mit besonderer Begierde Wasserstoff verschluckt. Durch mehrfaches Umdestillieren und gründliches Auspumpen konnte so schließlich der Nachweis geführt werden, daß in der Tat die lichtelektrische Wirkung im hohen Vakuum verschwindet. Dieser Untersuchung war inzwischen auf Anregung von Fredenhagen eine Arbeit von Küstner zuvorgekommen, wonach auch das Zink, im äußersten Vakuum geschabt, die lichtelektrische Wirkung verliert, und zuletzt konnte Hallwachs noch mit seinen Schülern zeigen, daß auch das Platin durch Glühen im Vakuum die lichtelektrische Wirkung vollkommen einbüßt.

Sollte daraus der Schluß gezogen werden, daß die Metalle für sich allein überhaupt keine lichtelektrische Wirkung zeigen? Hallwachs war durchaus nicht dieser Ansicht; denn jedenfalls mochte er sie für eine äußerst kurzwellige Strahlung nicht bestreiten, da ja auch reine Gase an sich, wie schon Lenard gefunden hatte, damit der lichtelektrischen Wirkung zugänglich sind. Aber neben der Erleichterung des Elektronenaustritts in Gase mußte doch wenigstens in manchen Fällen noch etwas anderes hinzukommen, eine Art physikalisch-chemischer Verbindung zwischen Metall und Gas, die die Eigenschaften des Metalls verändert und sie für längerwellige Strahlen empfindlich macht.

Hallwachs hatte damit die Frage, die er jahrelang prüfend verfolgte, im wesentlichen beantwortet, wenn im einzelnen auch noch manches zu tun übrig blieb, so die Frage, ob auch die Kontaktpotentialdifferenz im hohen Vakuum verschwände. Es sind noch manche hübsche Arbeiten im Dresdener Physikalischen Institut im Werke, die gewiß zu wichtigen Ergebnissen führen werden.

So kann man sagen, daß Hallwachs das große Glück hatte, das Gebiet, das er in der Jugend entdeckte, in späteren Jahren wieder vollständig zurückzugewinnen und im wesentlichen zu erforschen. Es handelt sich um eine schöne Forscherarbeit, die hier getan wurde. Frage knüpft sich an Frage und schrittweise wird jede mit experimentellem Geschick und größter Gründlichkeit beantwortet. Und es spricht daraus die Eigenart von Hallwachs: ein gewisses zähes Festhalten am Alten in dem Anknüpfen an die alten Fragen und die geistige Beweglichkeit zu dem gedankenreichen Frage- und Antwortspiel. Es war ihm auch vergönnt, ein umfangreiches Werk über die Lichtelektrizität zu schreiben, das einen Teil des Marxschen Handbuches der Radiologie bildet, und dem man die Liebe ansieht, mit der sich der Verfasser dem Gegenstand gewidmet hat. Es ist eine wunderschöne klare Darstellung über die Entwicklung dieses wichtigen Zweiges der Physik.

Hier sei noch eines Werkes der Anhänglichkeit an seinen Schwiegervater Friedrich Kohlrausch gedacht, der Herausgabe dessen gesammelter wissenschaftlichen Abhandlungen, die er mit drei anderen früheren Assistenten von Kohlrausch besorgte. Daß das mit einer außerordentlichen Pünktlich-

keit und Sorgfalt geschah, ist sein Hauptverdienst.

Eine beträchtliche Anzahl von Schülern ließ Hallwachs an seinen schönen Arbeiten teilnehmen und es war ihm eine große Genugtuung, als nach vielen vergeblichen Bemühungen endlich vor einigen Jahren die Technische Hochschule auch das Recht erwarb, Physiker zu promovieren, die er früher zu diesem Zwecke an eine Universität hatte schicken müssen unter Benutzung der bei ihm ausgeführten Arbeiten. Zur Vorbereitung der Doktoranden hat er wohl als einer der ersten ein Zwischenpraktikum für Fortgeschrittene eingerichtet.

Der Sächsischen Akademie der Wissenschaften gehörte Hallwachs seit dem Jahre 1905 an und beteiligte sich lebhaft an ihren Arbeiten, insbesondere regte er eine Teneriffa-Expedition an, die sein erster Assistent, Herr Prof. Dr. Dember, leitete und an der auch Dr. Uibe teilnahm. Die Beiden kamen am 4. August 1914 in Teneriffa an und mußten infolgedessen während des ganzen Krieges dort ausharren. Um so reicher war das Ergebnis ihrer wissenschaftlichen Tätigkeit, die sich auf die ultraviolette Strahlung der Sonne, die Helligkeit des Himmels und andere atmosphärische Erscheinungen bezog.

Noch in einer ganzen Reihe von Gesellschaften hat Hallwachs gewirkt, so im Dresdener Luftfahrerverein, in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und in der Helmholtz-Gesellschaft. Überall hat er sich durch seine Geschicklichkeit im Verhandeln und im Neuordnen große Verdienste erworben, unermüdlich und aufopfernd bei allen Anforderungen, die an ihn herantraten.

Wer ihn näher kennen zu lernen Gelegenheit hatte, der weiß, daß er ein Mann eigenartigen Gepräges war, in der Unterhaltung von sprühender Lebhaftigkeit und oft ausgelassenem Humor, und doch daneben von tiefem Lebensernst erfüllt, von straffen Grundsätzen, mit einem praktischen, geradeaus gehenden Verstand und einem warmen Herzen. Die Freunde werden den aufrechten, einzigartigen, liebenswerten Mann nicht vergessen und die Geschichte der Physik nicht den „Hallwachseffekt", auf den man alle Arten von Lichtwirkungen, das Sehen selbst mit einbegriffen, zurückzuführen im Begriff steht.

Leipzig, November 1922.

# VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN LEIPZIG VOM 17.—24. SEPTEMBER 1922.

**Alfred Schmidt (Köln), Demonstration einer neuen Gaede-Diffusionspumpe.**

Die ganz aus Stahl hergestellte Pumpe arbeitet nach dem von Gaede im Jahre 1915 in den Annalen der Physik Bd. 46, S. 390 veröffentlichten Diffusionsprinzip. Die nach den Gaedeschen Berechnungen zu erwartenden Vorzüge der Diffusionsluftpumpe: große Sauggeschwindigkeit bei gleichzeitigem hohen Vakuum sind durch diese Konstruktion verwirklicht. Die normale Sauggeschwindigkeit beträgt für Luft ca. 14 Liter per Sekunde. Das erzielte Vakuum ist so hoch, daß es mit einem Mac Leod nicht mehr gemessen werden kann. Ein Vorvakuum von 20 mm genügt für den Betrieb vollkommen. Es empfiehlt sich jedoch nicht, eine Wasserstrahlpumpe zu verwenden, weil diese die ausgestoßenen Gase viel zu langsam wegschafft.

Die große Sauggeschwindigkeit der Pumpe zeigt folgender Versuch. Eine große Entladungsröhre von 2 m Länge, 5 cm l. Weite, also 4 Liter Kubikinhalt, wird mit der Pumpe verbunden. Durch einen besonders konstruier-

ten Regulierhahn, dessen Einstellung man auf einem Zifferblatt erkennen kann, wird während des Pumpens dauernd Luft in die Röhre eingelassen. Infolge der großen Sauggeschwindigkeit der Pumpe stellt sich bald ein Gleichgewichtszustand ein. Die Marken auf dem Zifferblatt entsprechen im Gleichgewichtszustand Drucken von 10 mm, 1 mm, $10^{-1}$ mm, $10^{-2}$ mm, $10^{-3}$ mm und $10^{-4}$ mm. Dreht man über die Marke $10^{-4}$ hinaus, so ist der Hahn ganz geschlossen, und das Vakuum wird unmeßbar hoch. Man ist also in der Lage, alle Drucke unterhalb 10 mm einzustellen, und die entsprechenden Entladungserscheinungen beliebig lange Zeit aufrechtzuerhalten. (Versuch.)

Die Luft wird durch ein Röhrchen an der Vorderseite des Zifferblattes angesogen. Stellt man auf Schichtung ein und verbindet dieses Röhrchen mit der Leuchtgasleitung, so füllt sich das Rohr bei ziemlich genau dem gleichen Druck mit Leuchtgas. Man kann dann demonstrieren, daß die Farbe der geschichteten Entladung vom Gasinhalt abhängig ist. (Versuch.)

Die Konstruktion der Pumpe wird demnächst veröffentlicht werden. Die Ausführung hat die E. Leybolds Nachfolger A.-G. in Köln übernommen.

---

**Hugo Stintzing (Gießen), Neue Hilfsmittel für die Röntgenspektroskopie.** (Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Gießen, Direktor Prof. Dr. K. Schaum.)

1. und 2. **Eine Quecksilber-Dampfstrahlpumpe aus Stahl.**
3. **Vakuumspektrograph für das Gebiet der ultravioletten und Röntgen-Strahlen.**
4. **Zerlegbare Raumgittermodelle.**

### Einleitung.

Im Gegensatz zu der wachsenden Bedeutung der Röntgenspektroskopie für Physik, Chemie, Mineralogie, Metallographie u. a. steht ihre verhältnismäßig geringe Anwendung, zumal in der Praxis. Das hat seinen Grund nicht allein in dem noch jungen und somit in der Entwicklung begriffenen Alter dieses Wissenszweiges, sondern auch in der Schwierigkeit der Apparaturen, insbesondere bei der hier zu behandelnden Spektroskopie im Vakuum, die bisher ein monatelanges Einarbeiten erforderte.

Es erscheint daher von allgemeinem Nutzen, gerade diese technischen Fragen für sich zu behandeln.

Der Verfasser hat in mehreren Richtungen Hilfsmittel gesucht und erprobt, die das Arbeiten erleichtern und die Apparatur so stabil und zuverlässig gestalten, daß sie in der Praxis von Hilfskräften mit einfacher technischer Vorbildung und in den wissenschaftlichen Instituten von Chemikern, Mineralogen, Hüttenleuten u. a. leichter bedient werden können. Grundsätzlich wurde dies insbesondere dadurch erreicht, daß bis auf kleine Teile alle Apparate vollständig aus Metall hergestellt sind, und daß die Vakuumdichtungen nach den allgemein geltenden Dichtungsmethoden unter Vermeidung der höchst empfindlichen Präzisionsschliffe hergestellt werden können, welche trotz größter Sorgfalt doch immer beschädigt werden, wodurch die ganze Apparatur unbrauchbar gemacht wird.

Bei der Konstruktion der Apparate standen dem Verfasser die Erfahrungen und die großzügige Unterstützung der Firma Arthur Pfeiffer in Wetzlar zur Seite. Es ist das große Verdienst dieser Firma, das Gelingen der ganzen Einrichtungen zustande gebracht zu haben, wofür man ihr gern das Recht zuerkennen wird, eine Anzahl von Schutzansprüchen für die Apparaturen nachgesucht zu haben[1]). Der Verfasser aber und das Physikalisch-Chemische Institut der Universität Gießen sprechen der Firma für ihre Hilfe gerade in der Gegenwart auch auf diesem Weg ihren Dank aus.

Die Vakuumtechnik ist ein typisches Beispiel für die gegenseitige Steigerung von Wissenschaft und Technik in ihrem Können und Fordern. Immer brachten neue Pumpen mit erhöhten Leistungen neue wissenschaftliche Methoden. Man denke nur an die Mühen V. Schumanns, um die kleinen Räume an seinem Vakuumspektrographen zu dichten und mit den primitiven Sprengelpumpen zu entleeren, und dagegen die Leichtigkeit, mit welcher heute Amerikaner oder Schweden mit modernen Pumpen große Vakuumspektrographen evakuieren.

Besonders waren es die Quecksilber-Dampfstrahlpumpen mit ihrer hohen Sauggeschwindigkeit, welche gestatteten, neue große Apparaturen zu entwickeln. Indessen melden sich schon wieder Anforderungen sowohl in Technik als auch in Wissenschaft, noch größere, d. h. Kubikmeter enthaltende metallische Räume zu entlüften, denen die bisherigen Pumpen nicht gewachsen sind. Und es waren gerade die mehrjährigen unbefriedigenden Erfahrungen mit den bisherigen gläsernen Dampfstrahlpumpen, die den Verfasser auf Veranlassung des Herrn A. Pfeiffer zum Bau einer eigenen metallischen Pumpe dieser Art bewogen. Und da die Pumpe der Quell aller Freuden oder

1) D.R.P. 365388 Kl. 42b, mehrere Pat.-Anm.

Leiden für die Vakuumspektroskopie ist, soll an erster Stelle die Rede sein von einer

1. u. 2. Quecksilber-Dampfstrahlpumpe aus Stahl[1]).

Mit der prinzipiellen und fabrikatorischen

Fig. 1.

Lösung des Baues solcher Pumpen auch in Deutschland ist nunmehr die Stufe eines neuen Entwicklungsstadiums beschritten: Die Möglichkeit einer nahezu unbegrenzten und dabei exakten Dimensionierung der Dampfstrahlpumpen zur Erzielung bisher unbekannter quantitativer Saugleistungen und die Schaffung eines wirklichen Werkapparates an Stelle der immer sehr zarten Glas- und Quarzinstrumente, den man beliebig forcieren und strapazieren kann.

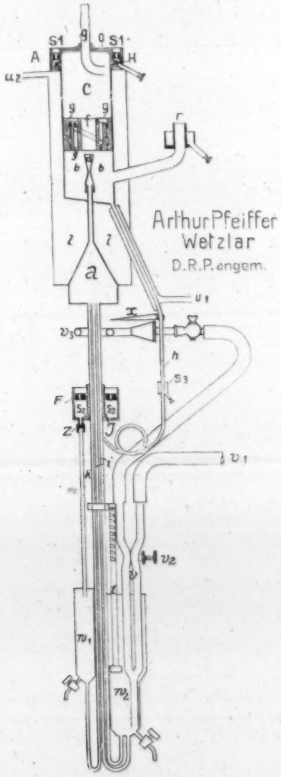



Fig. 2.

Hinsichtlich der näheren Literatur und aller Einzelheiten sei auf die Originalarbeit verwiesen[1]). Hier sei kurz historisch wiederholt, daß der Gedanke, Dampfstrahlpumpen in Metallherzustellen, von Langmuir bereits technisch in

1) Der Vortrag wurde in verschiedener Form sowohl in der Abteilung für Physik als auch in der für technische Physik gehalten und ist hier zusammengezogen.

1) Stintzing, Eine technische Hochvakuum-Quecksilber-Dampfstrahlpumpe. Zeitschr. f. Techn. Phys. Erscheint demnächst.

Amerika verwirklicht ist. Auch in Frankreich werden Kondensationspumpen aus Metall vertrieben, die wohl auch amerikanischen Ursprungs sind. In Deutschland hat Volmer[1]) den Gedanken vor längerer Zeit geäußert. Zuerst verwirklicht wurde er vom Verfasser[2]).

Das Prinzip der Pumpe (Fig. 1 u. 2) kann als eine Kombination von Expansions- und Kondensationswirkung bezeichnet werden. Sie ähnelt am meisten der Crawfordschen Parallelstrahlpumpe[3]), von der sie jedoch in vielen Punkten bewußt abweicht. Auch von den anderen Kondensationspumpen und der Diffusionspumpe ist sie prinzipiell unterschieden, in ihrer Wirkung von der letzteren besonders dadurch, daß sie auch Quecksilberdämpfe abzusaugen imstande ist.

Im ganzen ist es indessen weniger das Prinzip als vielmehr der ganze Typus der Pumpe, der sich aus den Eigenschaften des Metalles gegenüber Glas und Quarz herausgebildet hat, welcher als neuartig gelten darf. Dies erkennt man sofort bei Betrachtung der Fig. 1. Als eigenartig darf besonders hingewiesen werden auf den Unterteil mit den verschiedenen Barometerrohren und Vorratsgefäßen. Diese dienen sowohl zur bequemen Füllung als auch zur Aufnahme des Quecksilbers aus dem Heizraum bei eintretendem Bruch in angeschlossenen Gefäßen. Sodann dient eines der Gefäße, mit Schwimmer und Skala versehen, der Messung des Dampfdruckes im Heizraum. Das Quecksilberniveau wird ferner zur Einregulierung der Energiezufuhr nach Art der Thermoregulatoren benutzt. Dieses ist unter anderem darum von großer Bedeutung, weil man eine Überhitzung der Pumpe mit Sicherheit ausschließen kann. Jedoch ist hier der Druck, und zwar jeder gewünschte Druck des Quecksilberdampfes im Arbeitsraum, das regulierende Moment. Endlich ermöglichen die beiden Vorratsgefäße Zu- und Abfluß von Quecksilber während des Betriebes, so daß eine fortlaufende Regenerierung möglich ist.

Durch die Auswechselbarkeit der Düsen und Führungskanäle ist eine weitgehende Anpassungsfähigkeit an die jeweiligen Bedürfnisse zu erreichen. Sodann ist die Pumpe in allen Teilen zerlegbar und der Reinigung mit groben Mitteln zugängig. Die Vorteile der Metallausführung im Gegensatz zum Glas und Quarz aufzuzählen, erübrigt sich. Am wichtigsten ist hier die schnelle Anheizung und Stillsetzung der Pumpe wie die völlige Unempfindlichkeit gegen thermische Beanspruchungen. Es sei ferner darauf hingewiesen, daß man in der Pumpe zugleich einen unzerbrechlichen Destillierapparat[1]) für Quecksilber besitzt. Hierzu genügt eine geringfügige Änderung am Rückflußrohr.

Die Leistungen der Pumpe sind am zuverlässigsten durch Vergleich mit einer rotierenden Quecksilberpumpe ceteris paribus zu messen, deren Fördermenge genau kontrollierbar ist. Im übrigen hängt, wie anderwärts[2]) betont wird, die absolute Leistung viel weniger von der Pumpe als von der Dichtigkeit der Apparatur ab. Die beigegebenen Kurven (Fig. 3) zeigen

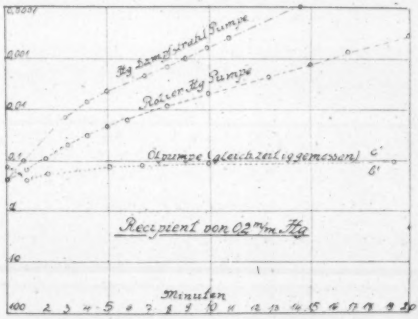



Fig. 3.

eine Durchschnittsleistung, wie sie leicht bei Anwesenheit zahlreicher Hähne erreicht worden ist. Sie sind also relative Kurven und zeigen schon an der geringen Höhe des Endvakuums in der Vorvakuumleitung (nur 0,3 mm), daß es sich um betriebsgemäße, nicht ad hoc geschaffene Messungen handelt. Die verwendete einfache Ölpumpe vermag bei dichter Apparatur ca. 0,01 mm *Hg* zu geben. Die Meßanordnung ist aus Fig. 4 ersichtlich. Viel wesentlicher als Spitzenleistungen sind Dauerleistungen. Und als solche kann es angesehen werden, daß eines der ersten Exemplare dieses Pumpentyps in dem chemischen Laboratorium des Verfassers seit etwa Jahresfrist ohne Reparatur gearbeitet hat zum Betrieb der im fol-

1) Volmer, Pumpen. Enzyklopädie der Techn. Chemie **9**, 286, 1921.

2) Stintzing, Eine technische Dampfstrahlpumpe. Verh. d. deutsch. Phys. Gesellschaft **3**, 50, 1922. In dieser Notiz ist ein Druckfehler stehen geblieben. Die Zahl muß richtig heißen 0,00001 mm *Hg*.

3) Crawford, Die Parallelstrahlpumpe für hohes Vakuum. Phys. Rev. **10**, 537, 1917.

1) Pat.-Anm.: P. 43351 VI/40a 6. 12. 21.

2) Stintzing, l. c.

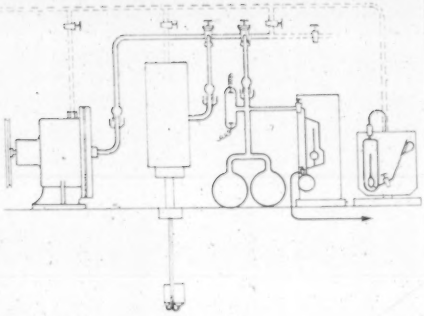


Fig. 4.

genden Artikel beschriebenen metallischen Glühkathoden-Röntgenröhren.

Endgültige Messungen der Leistung sind mit zuverlässigen Apparaturen und Meßinstrumenten im Gange. Insbesondere sollen hierbei die günstigsten Düsenkombinationen, sowie die Energie und Temperaturverhältnisse untersucht werden. Es ist ein weiterer nennenswerter Vorteil der Metallkonstruktion mit den erwähnten Einrichtungen, daß exakte Untersuchungen mit zahllosen Variationen aller Variablen an dem gleichen Exemplar ausgeführt werden können. Dadurch erhält die Konstruktion auch einen besonderen wissenschaftlichen Wert. Hierüber wird später zu berichten sein.

Vorvakuum: Auf die Anwendung schlechter Vorvakua, d. h. über 1 mm *Hg*, wurde anfänglich kein Augenmerk gelegt, da zur Ausnutzung der möglichen hohen Sauggeschwindigkeit auch reißende Vorpumpen, insbesondere rotierende Ölpumpen[1]), die ökonomisch gegebenen sind. Die Quecksilber-Dampfstrahlpumpe arbeitet in ihrer gegenwärtigen Form mit allen Vorpumpen, die ein Vakuum unter 1 mm *Hg* geben. Indessen sind auch Kombinationen vorgesehen, welche mit Wasserstrahlpumpen arbeiten können.

Endvakuum: Als Endvakuum ist mit Kompressions-Vakuummetern in reiner Glasausführung die äußerste Meßgrenze von $10^{-3}$ mm *Hg* überschritten worden. Aus den Entladungserscheinungen der Proberöhre ist festgestellt, daß wesentlich niedrigere Drucke, also eigentliche Hochvakua erzielt werden. Messungen auf Grund glühelektrischer Erscheinungen werden gleichfalls folgen.

1) Das Höchste leistet in dieser Hinsicht natürlich ein Aggregat von mehreren Ölpumpen (Zwillings- oder Drillingspumpen).

Energieverbrauch: Bei einem Dampfdruck von 50 mm im Heizraum braucht die Pumpe außer 1 Liter Wasser 4—5 Liter Gas in der Minute oder 600—800 Watt elektrischer Heizenergie. Infolge der einstellbaren automatischen Regulierung ist die äußerste Ökonomie im Verbrauch möglich.

An Hand einer der Pumpe beigegebenen Gebrauchsanweisung und Zeichnung kann sich jeder Laie mit Sicherheit in die Handhabung des scheinbar komplizierten Apparates einarbeiten, kann er ihn zerlegen, reinigen, umstellen, wie es der Betrieb erfordert. Es kann daher hier auf Einzelheiten verzichtet werden.

Zur Vorführung wurden ebenfalls betriebsgemäße, zufällige und damit ungünstige Verhältnisse herangezogen. Im Nebenraum stand eine einfache rotierende Ölpumpe, System Pfeiffer, mit Schläuchen und zufällig vorgefundenen Messingrohren in einer Gesamtlänge von rund 6 m an die Dampfstrahlpumpe angeschlossen. Als Testobjekt für die Leistung diente eine Gabel mit 4 Proberöhren, wie Fig. 5 sie zeigt.

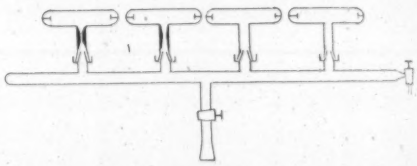


Fig. 5.

Es waren also vier mit Fett und Quecksilber gedichtete Normalschliffe und ein ebensolcher Hahn ohne Quecksilberdichtung vorhanden. Die Röhren waren noch wenig gebraucht und gaben stark Gas ab. Ein weiterer Hahn ermöglichte das Einlassen einer abgemessenen Luftmenge, so daß die Röhren bis zur Höhe des Vorvakuums mit Luft gefüllt werden konnten.

Die Anordnung der Röhren war so gewählt, daß sie verschiedene Entfernung von dem Saugstutzen haben und ferner besaßen sie verschiedene Querschnitte bis hinab zu Kapillaren. Die Elektroden wurden parallel geschaltet, so daß die verschieden vorgeschrittenen Entlüftungsgrade an dem nacheinander folgenden Aussetzen der Entladung in den einzelnen Röhren erkannt werden konnten. Es wurde also das hydrodynamische Druckgefälle gezeigt. Dies ist für die Fabriken ein instruktiver Hinweis auf die Anlage der Entlüftungsleitungen.

Der Versuch ergab in wenigen Sekunden das Aussetzen der Entladung auch in

den letzten Röhren mit kapillarem Querschnitt.

### 3. Hochvakuum-Spektrograph für das Gebiet der ultravioletten und Röntgen-Strahlen.

Die wissenschaftliche Bedeutung eines solchen Apparates und die mit diesem ausgeführten Arbeiten werden an anderer Stelle veröffentlicht werden. Aus dem Titel ist bereits ersichtlich, daß der Apparat ganz besonders zu Arbeiten in dem noch immer nicht endgültig erschlossenen Grenzgebiet zwischen Licht- und Röntgenstrahlen geeignet ist, wo unbedingt im Vakuum gearbeitet werden muß.

Die Verwendungsmöglichkeit, soweit photographische Registrierung in Betracht kommt, erstreckt sich auf

1. Sichtbares Gebiet mit Glasoptik,
2. Langwelliges Ultraviolett mit Quarz- und Flußspatoptik,
3. Kurzwelliges Ultraviolett mit Reflexionsmetalloptik,
4. Langwelliges Röntgenlicht mit Kristalloptik.

Der Aufgabenkreis gliedert sich in folgende Wissensgebiete mit Hauptaufgaben und Methoden.

1. Physik: Wellenlängenmessung, Intensitätsmessung, Gitterkonstanten, Dichtebestimmung, Spannungsmessung.
2. Chemie: Chemische Analyse, Absorptionsmessungen, Strukturanalyse (Phasenlehre, Polymorphismus usw.).
3. Kristallographie: Strukturbestimmung von Kristallen.
4. Metallographie: Analyse und Struktur von Metallen und Legierungen.

Die bei diesen Aufgaben zu verwendenden Methoden bezüglich des bei Röntgenstrahlen gebrauchten Beugungskörpers sind die von:

1. Bragg, mit stehendem oder gedrehtem Einzelkristall.
2. Debye-Scherrer mit regellos orientierten Teilchen.
3. Ähnliche und andere Methoden (Hull, Polanyi, Bohlin, Küstner u. a.).
4. Laue einschließlich Drehmethode.

Bei der Konstruktion des Spektrographen wurde von dem umfassenden Plane ausgegangen, alle obigen Gebiete und Aufgaben durch bequem ausführbare Abänderungen der Innenteile einer feststehenden Gesamteinrichtung zu bewältigen.

In Anlehnung an die schwedischen Vorbilder[1]) wurde trotz der Vielseitigkeit ein Apparat geschaffen, der für einen deutschen Interessentenkreis und auch für die Praxis durch seine Vereinfachungen in Betracht kommt. Hat man einmal den Gesamtapparat mit den vakuumtechnischen Einrichtungen: Pumpe, Kasten mit Deckel, Dichtungen und Zuführungen und den mechanischen Grundelementen eines Spektroskopes: Lichthülle, Spalt, Kristalldrehtisch, Träger des Spektrums, so kann der Apparat stets weiter ausgebaut bzw. alles eingebaut werden, was der Fortschritt der Arbeiten verlangt.

Um dies zu erreichen, ist der ganze Spektrograph mit Lampe in ein äußeres Ölbad eingesetzt, aus dem nur die Meßeinrichtungen, Hochspannungselektroden und Zuleitungen herausragen. Dieses Ölbad bildet zugleich einen Thermostaten für ein weites Temperaturintervall; da es aus Spezialöl für Hochvakuumzwecke besteht, gewährleistet es mühellos unbedingte Dichtigkeit bei höchstem Vakuum und ermöglicht die Anbringung beliebig vieler Schliffansätze unter dem Öl.

Nach diesen allgemeinen Richtlinien sei an Hand von Einzelzeichnungen die Technik der Vakuumspektroskopie erläutert, soweit Röntgenlicht in Frage kommt.

Die Gesamtanordnung versteht sich leicht an Hand von Fig. 6, die einen Grundriß und

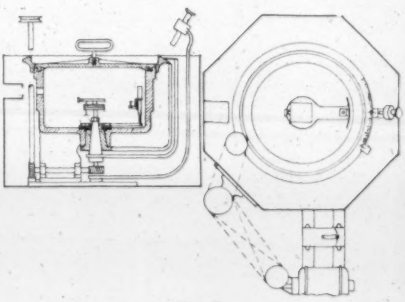


Fig. 6.

Schnitt ohne alle Einzelheiten darstellt. Zum Öffnen, Justieren, Filmeinlegen usw. wird ein Teil des Öles abgelassen, das während des Betriebes auch den Deckel bedeckt.

Die Fig. 7 u. 8 zeigen Seiten- und Innenansicht des Spektrographen ohne den umgebenden Ölbehälter.

---

1) Siegbahn, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 13, 308, 1916 u. Ann. d. Phys. **59**, 60, 1919; Stenström, Dissertation. Lund 1919; Siegbahn, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **18**, 240, 1921.

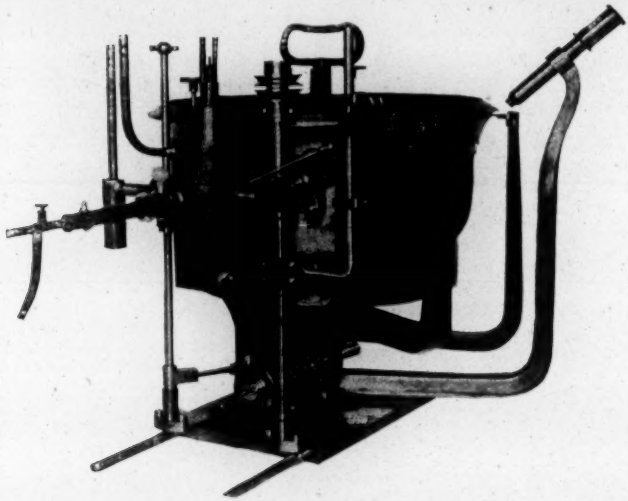


Fig. 7.

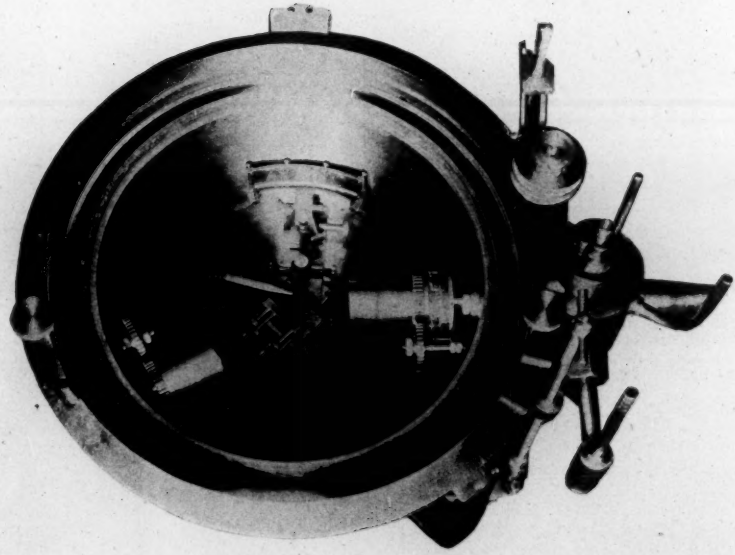


Fig. 8.

Als Lichtquelle kommt entweder eine seitliche Röhre in Betracht (Fig. 9) oder eine nahe dem Zentrum in den Deckel eingesetzte (Fig. 10). Beide sind den Siegbahnröhren ähnlich. Neu an ihnen ist aber die Art der Dichtung, insbesondere diejenige der isolierten Elektrode, sowie das Verfahren des Einsetzens. Es ist nämlich heikel, die Metallelektroden durch massive Kittfüllung in Glas einzusetzen. Auch ist es viel bequemer, den Glasisolator dauernd

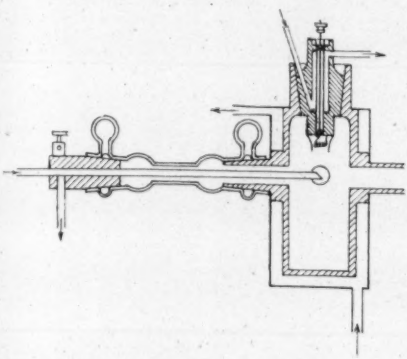


Fig. 9.

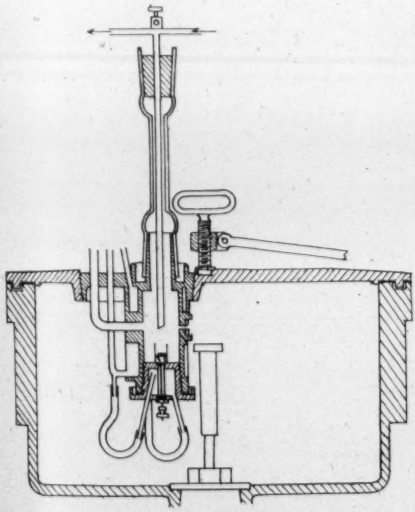


Fig. 10.

mit der Röhre verkittet zu lassen, und die Elektroden in besonderen äußeren Schliffen einzuführen. Der Glasisolator trägt daher zwei gleiche Schliffe mit Vorratsgefäßen für Dichtungsflüssigkeit. Es ist aber auch möglich, mit Pizëin zu dichten.

Hierzu empfiehlt sich folgendes Dichtungsverfahren, das weiter Verbreitung fähig ist. Die ohnehin vorhandenen Kühlwasserleitungen der Röhren und Röhreneinsätze werden mit heißem Wasser gespeist. Man bestreicht nun die warmen Teile mit Pizëin wie mit einem Fett und setzt alles einschließlich der leicht angewärmten Glasisolatoren warm zusammen. Stellt man dann die Heizung des Warmwasserbereiters ab, so kühlt das Pizëin ohne zu springen langsam ab. Nach einiger Übung dichtet man auf diese Weise selbst den schlechtesten Schliff beim ersten Einsetzen zuverlässig.

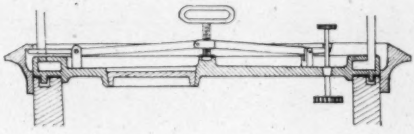


Fig. 11.

Der Deckel (Fig. 11) wird durch einfache Gummidichtung in der Weise aufgesetzt, daß eine zentrale Verschraubung durch Drehen des Griffes auf drei Arme übertragen wird. Diese greifen nach Art eines Bajonettverschlusses in Aussparungen des Hauptgefäßes. Beim Anziehen der Zentralverschraubung setzt sich somit der Deckel bereits mechanisch sehr fest, das übrige besorgt die Atmosphäre. Um jedoch bei höheren Temperaturen des Ölbades die Gummidichtung nicht zu gefährden und ein Eindringen des leichtflüssigen warmen Öles zu verhindern, ist eine Kühlung vorgesehen.

Eine gleiche Kühleinrichtung ist an den Konussen (Fig. 12) vorgesehen, die in den Boden des Gefäßes zur Aufnahme der drehbaren Teile (Kristalltisch und Filmhalter) eingesetzt sind. Sie tragen an Armen je einen Meßnonius für diese beiden Spektrometerteile. Eine gemeinsame Teilung für beide ragt wie diese über der Höhe des Deckels aus dem Ölbade heraus, so daß die Ablesung sehr bequem mit bloßem Auge oder Mikroskop erfolgen kann. In den meisten Fällen reicht eine Teilung mit Ablesung von $^1/_{12}$ Graden bequem aus, da man die Präzisionsmessungen von Siegbahn und seinen Schülern zugrunde legen kann und relative Messungen auf dem Film mit Meßmikroskop ausführen kann. Indessen ist die

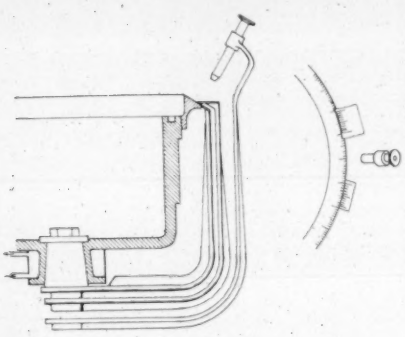


Fig. 12.

feinere Teilung des großen Teilkreises (40 cm Durchmesser) nur eine Kostenfrage.

Große Sorgfalt wurde auf die Dreheinrichtung für den Kristalltisch gelegt. Um im Innern Platz zu schaffen und etwas unbedingt Zuverlässiges herzustellen, wurde die Anordnung prinzipiell so gestaltet, daß der ganze Konus von außen gedreht werden kann. Aus der Gesamtanordnung (Fig. 6) und der Seitenansicht (Fig. 7) ist ersichtlich, wie von einem gleichlaufenden Motor über einen gleich näher zu besprechenden Umschaltmechanismus der Kristalltisch hin und her gedreht werden kann. Hierzu dienen Schnecken und Spindeln, welche ausrückbar gestaltet sind, um beim Einjustieren freie Beweglichkeit zu haben.

Der Umschaltmechanismus für die Dreheinrichtung (Fig. 13), welcher durch zwei verstellbare Nocken einen Umschalthebel für eine Kuppelung betätigt, so daß einmal der gerade und einmal der gekreuzte Schnurlauf des Motors auf die Spindelachse wirkt, läßt jede Winkelgröße für die mit konstanter Winkelgeschwindigkeit erfolgende Drehung einstellen. Das ist beides sehr wichtig für die älteren bekannten Drehkristallmethoden, wie auch für die neueren Methoden mit Drehung des Beugungskörpers[1]). Ferner ist es sehr vorteilhaft, daß man die Stellung des Kristalles jeden Augenblick kontrollieren kann.

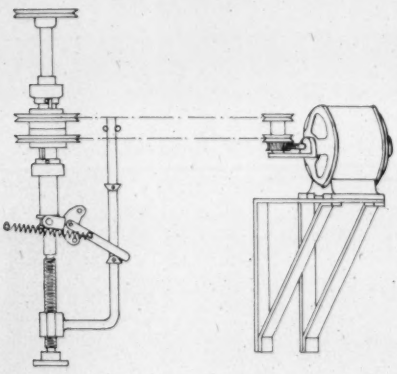


Fig. 13.

Gleichzeitig läßt sich der Umschaltmechanismus auch zur Ein- und Ausschaltung der Lichtquelle benutzen (Fig. 14). Je nach der

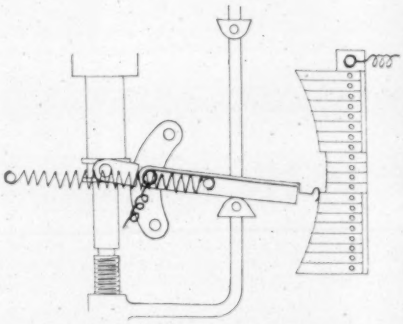


Fig. 14.

Zahl und Lage der ausgezogenen Tasten des Kontaktkreissegmentes erstreckt sich die Belichtung über bestimmte Lagegebiete des Kristalles. Dies ist wichtig, wenn der Entgasungs- bzw. Kühlungszustand der Röntgenröhre, des Induktors oder sonstige Gründe eine Dauerbelichtung nicht zulassen. Man kann dann, ohne die Nocken verstellen zu müssen, allmählich immer kleiner werdende Pausen eintreten lassen. Der Kristall dreht sich ruhig weiter und die Belichtung erfolgt zunächst periodisch vorzugsweise zur Zeit der Mittellage des Kristalles.

Über die Röntgeneinrichtung[2]) seien noch einige Angaben und Zahlen genannt. Bekannt ist die große Mühe und Zeit, welche auf die Entgasung der Metallröhren verwandt werden muß. Diese wird bereits bedeutend verkürzt durch die hohe Sauggeschwindigkeit der Metall-Dampfstrahlpumpe. Allein der Umstand,

1) Schieboldt, Polanyi u. a.

2) Ich füge diese Angaben an, da ich in der Diskussion gerade nach diesen Dingen gefragt wurde, welche bei der Kürze der Redezeit übergangen wurden.

daß man diese ohne alle Sorge in Betrieb setzen und laufen lassen kann, während man langsam die Glühkathoden anheizt, ist eine große Erleichterung. Sodann verwendet man auch zur Entgasung den oben beim Dichtungsverfahren erwähnten Warmwasserstrom. Während man die Dichtungsschliffe kühlt, läßt man das Wasser des Röhrenmantels warm werden. Dies beschleunigt die Entgasung gleichfalls.

Sehr bequem gestaltet sich auch die Auswechslung durchgebrannter Glühspiralen. Man stellt sich solche aus gezogenem Wolframdraht von ca. 0,30 mm Durchmesser her, indem man diesen über der Spiritusflamme auf einen Stab von 1—2 mm Durchmesser etwa 10 mal glühend herumwickelt. An dem Konus (Fig. 9), welcher in die Röhre paßt, sind getrennte Zuführungen mit Löchern, in die man die umgebogenen Drahtenden in üblicher Weise mit Schräubchen einklemmt. Das Öffnen und Wiedereinsetzen des Konus geschieht nach der obigen Warmwassermethode mit Pizeindichtung. In 10 Minuten ist die Röhre wieder zum Entgasen der neuen Spirale betriebsfertig[1]).

Das eigentliche Röntgeninstrumentarium kann natürlich jede Hochspannungseinrichtung sein. Es sei aber betont, daß ganz primitive Mittel ausreichen. Gleich- oder Wechselstrom des Netzes wird durch einen Elektolytunterbrecher vom Lochunterbrecher-(Simon-)Typ ohne Platin zum Betrieb eines Induktors verwandt. Ist der Unterbrecher durch eine Bleischlange gekühlt, so arbeitet er tagelang bei 220 Volt 15 Amp. Belastung. Als Induktoren sind alle von 30 cm Funkenlänge ab aufwärts, besonders solche mit mehrfacher Primärwicklung und starkem Sekundärdrahtquerschnitt geeignet. Die Sekundärbelastung beträgt bei den meisten Versuchen gegen 50 Milliamp. bei Spannungen bis zu 30 Kilovolt, welche die betreffenden weichen Strahlen gerade benötigen. Eine Gleichrichtervorrichtung ist entbehrlich.

Der Heizstrom für die Glühkathoden von 10—12 Amp. muß entweder aus getrennten Batterien oder durch einen Transformator dem Netz entnommen werden.

Unter obigen Voraussetzungen werden mit Kupferstrahlung und Kalkspat als Kristall gute Aufnahmen in einer Zeit von ca. 5 Stunden auf gewöhnlichem Agfa-Film erhalten. Die Frage des geeigneten Filmmaterials ist noch keineswegs gelöst und wird vom Verfasser weiter bearbeitet.

Über die Isolationsfrage sei bemerkt: Der ganze Spektrograph ist samt der Röhre geerdet. Nur der Motor für die Umschalteinrichtung und die eine glasisolierte Elektrode der Röhre samt ihrer ganzen Kühlwassereinrichtung (gesonderte Flaschen) sind hochspannungsmäßig isoliert. Die Glühbatterie kann direkt angeschlossen werden. Das Arbeiten ist also völlig gefahrlos, zumal auch ein Schutz gegen die (weichen) Strahlen durch das Metall und das Ölbad völlig gewährleistet ist.

Die eigentliche Inneneinrichtung, welche aus der Fig. 8 ersichtlich ist, besteht aus einem Spalt, der wie andere Spalte von Spektroskopen durch eine exzentrische mit Teilung versehene Scheibe verstellbar ist. Diese Verstellung kann auch von außen durch Zahnradübertragung bewirkt werden. Das kommt besonders deshalb in Betracht, weil eine Einrichtung zur Aufnahme von Serienaufnahmen vorhanden ist. Diese besteht aus einer Trommel zur Fortführung eines längeren Filmstreifens über den Filmhalter, welche ebenfalls von außen betätigt werden kann. Man kann also zur Erprobung der richtigen Spaltweite und Belichtungszeit sowie für zahlreiche andere Reihenaufnahmen ohne Öffnung des Spektrographen weiter arbeiten.

Der Kristalltisch hat Bewegungsmöglichkeiten nach allen Koordinaten. Zur Justierung des Kristalles sind verhältnismäßig komplizierte Methoden in Anwendung[1]). Diese mühevolle Arbeit kann für die meisten Zwecke nach einmaliger Ausführung bei allen weiteren Fällen völlig gespart werden durch Anwendung einer Justierschablone (Fig. 15), welche, ein für

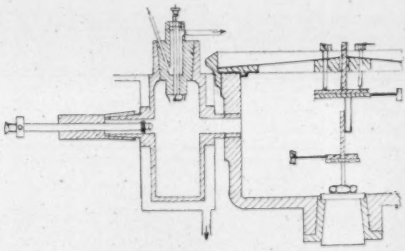


Fig. 15.

allemal nach den bekannten Methoden justiert, das Einsetzen des Kristalles mit zwei Griffen

1) Anm. während der Korrektur: Inzwischen ist eine Arbeit von Kirchner (Ann. d. Phys. 69, 59, 1922) erschienen, die sehr wertvolle Einzelheiten bringt. Insbesondere sei auf die Beobachtung hinsichtlich des Abstandes des Glühfadens vom Ende des Zylinders, der zur Richtung des Elektronenbüschels dient, hingewiesen. Auf diese von Coolidge (X-Ray Studies der Gen. El. Comp. 1919, S. 57—59) bereits bearbeitete Frage muß später noch näher eingegangen werden.

1) Dissertation Stenström, S. 15, Lund 1919.

gestattet. Die Schablone paßt an Stelle des Deckels genau auf den Spektrographen nach Höhe und Breite. An drei Stegen trägt sie eine vertikale Spiegelscheibe in Höhe der optischen Achse. Zur Justierung der Schablone wird an Stelle der Antikathode auf den Konus der Röhre ein Fernrohr mit Gauß-Okular aufgesetzt, das einen entsprechend konischen Ansatz hat. Mit diesem wird die Spiegelscheibe so an der Schablone justiert, daß bei Drehung der Schablone um genau 180° das Bild des Fadenkreuzes oder des Beleuchtungslämpchens an gleicher Stelle erscheint. Um die eine Fläche der Spiegelscheibe genau durch die Achse des Spektrographen gehen zu lassen, benutzt man nach Siegbahns Vorgang einen Elfenbein- oder sonstigen Stift, der am Filmhalter angebracht wird. Die Spitze dieses Stiftes wird ebenfalls durch das Fernrohr im Zentrum fixiert unter Drehung des Filmhalters. Stößt nun die eine Fläche des Spiegels an den Stift, so ist der Spiegel völlig justiert.

Man hat nunmehr für alle Fälle eine Anschlagschablone durch den justierten Spiegel erhalten. An diese wird zunächst die Rückwand des Kristallträgers auf dem Kristalltisch angepaßt, diese dann der Kristalldicke entsprechend horizontal verschoben und nun der Kristall mit Klebwachs angesetzt. Verschiebt man nun wieder horizontal, so läßt sich die Reflexionsfläche des Kristalls durch die Nachgiebigkeit des Wachses genau an den Spiegel anpassen[1]). Damit ist alles getan und eine ebenso große Genauigkeit erzielt wie bei der bisherigen Methode. Denn das Aufsetzen einer Glasplatte auf die Kristalle in jedem Einzelfall ist eben auch unzuverlässig wegen der Kristallfehler. Daß an Stelle des drehenden oder feststehenden Einzelkristalles auch ein Debyestäbchen angebracht werden kann, ist leicht verständlich. Die zugehörige kleine Kamera ist fertig einjustiert hineinzusetzen.

Außer der photographischen können natürlich auch die lichtelektrischen und andere Ionisationsmethoden eingerichtet werden, insbesondere für Intensitätsmessungen. Über derartige Zusatzeinrichtungen, sowie über die im Entstehen begriffene Inneneinrichtung für das ultraviolette Grenzgebiet soll später berichtet werden. Die Fig. 16 soll nur schematisch zeigen, wie die Strahlung des ultravioletten Lichtes im Spektrograph mit einer Reflexionsgitteroptik nach dem Autokollimationsprinzip verlaufen wird, wenn Hohlspiegel und Plangitter verwendet werden. Das Gleiche gilt

1) Für höhere Temperaturen müssen andere Materialien genommen werden.

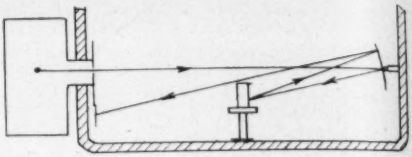


Fig. 16.

von den wissenschaftlichen Arbeiten, die mit dem Spektrographen auf dem Gebiet der chemischen Analyse sowie über die Anwendung der Strukturbestimmung auf physikalisch-chemische Probleme im Gange sind. Für die letzteren bedient sich der Verfasser mit Nutzen eines wissenschaftlichen Hilfsmittels, das im folgenden Vortrag beschrieben sei.

### 4. Zerlegbare Raumgittermodelle[1]).

Da über diese bereits an anderer Stelle[2]) Angaben gemacht sind, mögen hier lediglich die Abbildungen fertig gebauter Modelle für die Beispiele des Kalkspats (Fig. 17) und des periodischen Systems der chemischen Elemente (Fig. 18) in der

Fig. 17.

räumlichen Anordnung, wie sie früher vom Verfasser[3]) angegeben worden ist, folgen. Die vielseitige Anwendbarkeit der Modelle erhellt hieraus bereits genügend. Es ist auch bei diesen das Verdienst des Herstellers, Herrn

1) D.R.P. angem.

2) Stintzing, Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft 3, 51, 1922; Stintzing, Zeitschr. f. Kristallographie (Vortrag auf der 8. Tagung der deutschen Mineralogischen Gesellschaft) erscheint demnächst.

3) Stintzing, Zeitschr. f. physikal. Chem. 91, 500, 1916.

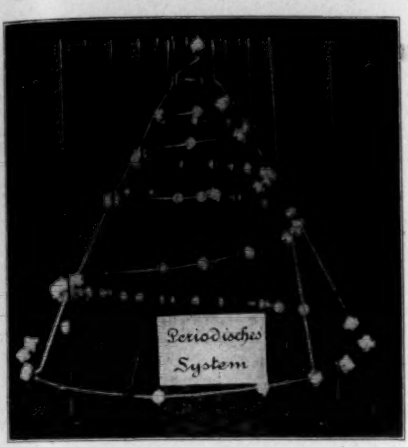



Fig. 18.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar, einen Gedanken in eine überhaupt herstellbare und alsdann wohlgelungene stabile Form gebracht und verwirklicht zu haben. Forschung und Unterricht werden großen Nutzen aus diesem — rein metallischen Gitterbaukasten ziehen können. Es sei noch erwähnt, daß für die Darstellung hexagonaler und trigonaler Kristallsysteme, sowie zur Erläuterung ternärer Stoffsysteme auch Grundplatten mit trigonaler Furchenführung hergestellt werden. Doch zeigt das Modell des Kalkspats, daß man auch mit der kubischen Grundplatte auskommen kann.

Es ist zu hoffen, daß die vorstehenden Ausführungen der Röntgenspektroskopie neue Freunde und Mitarbeiter werben möchten; besonders auch in der Praxis der Metallindustrie, die in erster Linie der Nutznießer der Methoden in nächster Zukunft sein wird. Dadurch würde zugleich eine Rückwirkung auf die Forschungstätigkeit insofern erzielt, daß mit der Herstellung einer größeren Anzahl von Exemplaren vakuumspektroskopischer Einrichtungen, die Gestehungskosten erträglich würden. Die Not der Zeit erfordert die Erwähnung solcher Gesichtspunkte um so mehr, da Deutschland auf diesem Gebiet besonders stark hinter den amerikanischen und schwedischen Leistungen zurücksteht.

## Diskussion.

Vortrag 1 und 2: Rother-Leipzig: Ich möchte fragen, ob das Metallansatzrohr, das zur Hochvakuumleitung führt, auch im Sinne eines Hochvakuums wirklich dicht ist.

Stintzing: Das Metallansatzrohr besteht aus einem gezogenen Spezialstahl. Materialundichtigkeiten sind nicht festgestellt worden, Drucke unter $10^{-5}$ *Hg* sind gemessen, ohne besondere Gasfallen oder Dichtungshilfsmittel. Die Saug-geschwindigkeit reicht also vollkommen aus, um in den angeschlossenen Räumen ein Hochvakuum zu erzeugen, selbst wenn in dem Stahlrohr Fehler sein sollten.

Küstner-Göttingen: Ich möchte gern wissen, wie hoch sich heute der Preis einer solchen Pumpe stellt.

Stintzing: Der Preis ist
a) für Gasheizung 200 Goldmark,
b) für elektrische Heizung 225 Goldmark,

Vortrag 3: Friedrich-Freiburg: Ich möchte zwei Fragen stellen:
1. Wie hoch ist die Belastbarkeit der Röhre?
2. Wie groß ist die Lebensdauer der Glühkathode.

Stintzing:
Zu 1. Es wurde eine Dauerbelastung von 80—100 M.-A. mehrere Stunden aufrecht erhalten.
Zu 2. Das hängt von dem Wolfram ab, sowie von der richtigen Dichtung der Röhre. Ist beides gut, so halten die Glühspiralen wochenlang. Da sie aber in 10 Minuten auszuwechseln sind, ist diese Frage nicht so brennend.

Weißenberg-Berlin-Dahlem: Kann man die Drehachse auch schief zum einfallenden Röntgenstrahl stellen?

Stintzing: Eine solche Anordnung ist bisher nicht vorhanden. Sie läßt sich aber leicht durch Übersetzungsmechanismus erreichen. Ich danke Herrn Weißenberg für diese Anregung, die verwirklicht werden soll.

Küstner-Göttingen:
1. In bezug auf die Frage von Herrn Prof. Friedrich möchte ich darauf hinweisen, daß die stärkste Belastung eines metallischen Röntgenrohres wohl von Siegbahn durch 200 M.-A. bei nur etwa 20 K.-V. bewerkstelligt wurde. Eine Eisenantikathode wurde dort schon nach wenigen Betriebsstunden zerschnitten. Mir scheint daher die Hauptfrage die Belastbarkeit der Antikathode, weniger die des Glühdrahts zu sein.
2. Welche Anordnung dient zur Beobachtung des Gebietes zwischen Ultraviolett und weichster Röntgenstrahlung? Die einzigen einwandfreien Arbeiten verzichten doch gerade auf Kristalle und bedienen sich der lichtelektrischen Wirkung, die die Strahlung der Antikathode auslöst, welche

unter Beobachtung aller Vorsichtsmaßregeln in ein und demselben Hochvakuumraum wie die Antikathode angebracht ist (z. B. von Kurth).

Stintzing:

Zu 1. Eine solche Belastung wurde nicht versucht, da für die chemische Analyse das auf die Antikathoden aufgebrachte Material geschont werden muß[1]).

Zu 2. Über diese Frage möchte ich später an anderer Stelle berichten. Jedenfalls soll von der Röntgenseite her auf die Kristallmethode aufgebaut werden. Von der anderen Seite ist eine Reflexionsgittereinrichtung in Vorbereitung. Die Anbringung und Beobachtung in ein und demselben Hochvakuumraum ist gerade in diesem Spektrographen durchgeführt.

1) Weitere Angaben wurden beim Druck im Text ergänzend hinzugefügt (siehe S. 470—71).

## Th. Kaluza (Königsberg), Über Bau und Energieinhalt der Atomkerne.

Unser empirisches Wissen von den Atomkernen reicht gegenwärtig noch kaum zur Schaffung eines Kernmodells aus, das an Sicherheit der Begründung und an Leistungsfähigkeit mit dem Bohrschen Atommodell wetteifern könnte. Es soll hier auch kein neuer Versuch in dieser Richtung unternommen werden, vielmehr werfe ich folgende Frage auf: Lassen sich nicht, auch ohne Bezugnahme auf ein bestimmtes Kernmodell, aus allgemeinen energetischen Überlegungen heraus, Abschätzungen gewinnen, die zu Aussagen, wenn auch nicht über den einzelnen Kern, so doch vielleicht über den Verlauf der gesamten Reihe der Kerne führen können?

Wie man sich auch im einzelnen den Aufbau eines Atomkerns denken mag, jedenfalls wird man sich ihn vorstellen dürfen als einen in innerer Bewegung begriffenen Schwarm positiv und negativ geladener Teilchen, die auf ein außerordentlich kleines Volumen zusammengedrängt sind. Man frage nun nach der (durchschnittlichen) potentiellen[1]) Energie einer solchen Anhäufung von Teilchen und betrachte diese zunächst lediglich als Coulombsche Kraftzentren. Der Schwierigkeiten halber, die das eigentliche räumliche Problem bietet, erläutere ich den Gang der Untersuchungen hier kurz unter Reduktion der Aufgabe auf eine Dimension.

1) Die kinetische Energie ist ja bekanntlich, unter recht allgemeinen Voraussetzungen, dem Betrag nach halb so groß.

Man findet da zunächst für das Selbstpotential $V$ von $m$ äquidistant in gerader Linie gelagerten gleichsinnigen Einheitsladungen approximativ

$$V \sim \frac{m^2}{d}(\lg m - 0{,}41),$$

wenn $d$ den „Durchmesser" (Länge) der Anhäufung bedeutet. Von da schreitet man weiter zu dem Fall von $p$ positiv und $n$ negativ geladenen Teilchen ($p + n = m$) und findet als Abschätzung für Einheitsladungen ($H$-Kerne und Elektronen):

$$V \sim \frac{m^2}{d}\left[2(\pi^2 \lg \pi + \nu^2 \lg \nu) + \zeta^2(\lg m - 0{,}41)\right]$$

$$\left(\pi = \frac{p}{m}, \quad \nu = \frac{n}{m}, \quad \zeta = \pi - \nu\right).$$

Für $p$ doppelt positiv geladene Teilchen ($He$-Kerne) und Elektronen kommt hingegen:

$$V \sim \frac{m^2}{d}\left[3(2\pi^2 \lg \pi + \nu^2 \lg \nu) + \zeta^2(\lg m - 0{,}41)\right]$$

(hier $\zeta = 2\pi - \nu$).

Aus der Symmetrie der ersten dieser Formeln in $\pi$ und $\nu$ erkennt man sofort die Lage des Energieminimums bei $\zeta = 0$; am wahrscheinlichsten (bezüglich rein energetischer Stabilität) wären somit neutrale, d. h. praktisch bedeutungslose Kerne. Die direkt aus $H$-Kernen und Elektronen zusammengebauten Kerne der Wirklichkeit sind also wohl nur existenzfähig vermöge besonderer (dynamischer usw.) Stabilitätsbedingungen.

Ein gänzlich anderes Bild aber bietet die zweite der obigen Formeln; hier verschiebt sich das Energieminimum zugunsten positiver Gesamtladung und man gewinnt aus der Abhängigkeit seiner Lage von der Teilchenzahl $m$ oder auch der Kernladung $Z$ die Beziehung

$$\frac{A}{2Z} \sim a \lg Z + b \quad (A \text{ Atomgewicht})$$

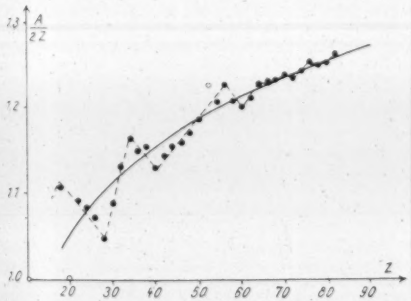
Da sich — wenigstens für Teilchenzahlen der in Betracht kommenden Größenordnung — auch beim räumlichen Problem für $\frac{A}{2Z}$ sehr genähert eine Abschätzung der gleichen Form (mit anderen Konstanten $a$ und $b$) ergibt[1]), so steht zu erwarten, daß bei den direkt aus $He$-Kernen und Elektronen erbauten Kernen der Quotient $\frac{A}{2Z}$ einen logarithmischen An-

1) Sogar auch für Kräfte nichtcoulombscher Natur.

stieg nach Formel (I) aufweisen wird. Dies ist nun tatsächlich von $Z = 18$ bis $Z = 83$ etwa der Fall. Die Werte für die „spezifische Masse" $\frac{A}{2Z}$ streuen in diesem Bereich um den durch $\frac{A}{2Z} \sim 0{,}33 \log Z + 0{,}62$ beschriebenen mittleren Verlauf, dem sie sich, wie vorauszusehen, mit wachsender Teilchenzahl immer enger anschmiegen — die letzten 25 Werte auf etwa $^1/_2$ Proz.

Zu Beginn der Kernreihe jedoch, bis $Z \sim 17$, nimmt $\frac{A}{2Z}$ einen durchaus anderen, selbständigen Verlauf; es besteht hier offensichtlich eine Diskontinuität, die vermutlich mit dem Eintreten von *He*-Kernen als selbständigen Bauteilen zusammenhängt. Beachtenswert ist weiter, daß für die aktiven Kerne von $Z = 86$ ab $\frac{A}{2Z}$ im ganzen beträchtlich höher liegt als nach (I) zu erwarten; diese Kerne erscheinen als „hypertrophisch" an Masse.

Sehr merkwürdig ist, daß die für den Mittelteil von $Z \sim 18$ bis 83 noch verbleibenden Abweichungen von der logarithmischen Linie einen eigenartig systematischen Verlauf zeigen, der in fast völliger Reinheit hervortritt, wenn man sich auf die Kerne gerader Ordnungszahl beschränkt (vgl. Fig. 1).




Von kleineren, meist bei der Unsicherheit der betreffenden Atomgewichte (z. B. Dysprosium) nicht verwunderlichen Ungleichmäßigkeiten und dem, wie bekannt, auch sonst widerspenstigen Tellur abgesehen, umschreiten die $\frac{A}{2Z}$-Werte die logarithmische Normalkurve in einer auf das deutlichste ausgeprägten Zickzacklinie. Es sind beim Aufbau dieses Abschnitts der Kernreihe offenbar zwei antagonistische Prinzipe wirksam, von denen das eine die spezifische Masse herabzudrücken, das andere sie zu steigern sucht; die „Umschaltung" erfolgt, sobald die durch (I) vorgeschriebene Normalmasse allzuweit über- oder unterschritten zu werden droht. Versucht man diese beiden Prinzipe zu isolieren, so findet man, daß den aufsteigenden Teilen jener Zickzacklinie die durchschnittliche Gewichtsdifferenz 6, den absteigenden rund 4 zugeordnet erscheint. Eine Ausgleichung liefert $6{,}03 \pm 0{,}04$ bzw. $3{,}96 \pm 0{,}03$. Ein Zusammenhang mit Rutherfords $X_2$-Teilchen (zweifelhafter Existenz) ist vielleicht nicht gänzlich von der Hand zu weisen.

## Diskussion.

Born-Göttingen: Die hier vorgetragenen Überlegungen scheinen mir unter der großen Zahl wilder Spekulationen über die Atomgewichte durch einen klaren theoretischen Grundgedanken hervorzustechen. Die angegebenen Formeln, die das Verhältnis $\frac{A}{2Z}$ als logarithmische Funktion der Anzahlen der ungeordneten Ladungen geben, ähneln sehr den Gesetzen der elektrostatischen Energien bei geordneten Teilchen (Ionengittern).

Wolff-Dresden: Wird strenge Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes vorausgesetzt? Rutherford nimmt im Kern Anziehung der positiven Teilchen an.

Kaluza: Zunächst wurde streng nach Coulomb gerechnet; es ergeben sich aber starke Hinweise auf Abweichungen vom Coulombschen Gesetz bzw. auf das Hinzutreten von Kohäsionskräften.

Wentzel-München: Die mitgeteilten Überlegungen müssen sich auch auf das Atom als Ganzes (diesmal den Kern als Einzelindividuum aufgefaßt) anwenden lassen. Ist eine Prüfung derselben am Bohrschen Modell, dessen Energie man formelmäßig mit guter Annäherung kennt, einmal versucht worden?

Kaluza: Die Abschätzungen lassen sich auf das Atom (wegen der Einzigkeit des positiven Bestandteils) nicht unverändert anwenden; modifiziert müßte sich befriedigende Übereinstimmung ergeben, doch handelt es sich im wesentlichen um eine Rechenprobe. Es lassen sich aber auch mancherlei sachliche Proben mit ausreichendem Erfolg anstellen.

Reichenbächer-Wilhelmshaven: Ist aus diesen Überlegungen eine Andeutung über die Nichtexistenz der bisher fehlenden Atome (Nr. 43, 61 . . .) zu gewinnen?

Kaluza: Leider gehören diese Atome sämtlich zu ungeraden Nummern, während eine

genügend starke Regelmäßigkeit im Gange der Atomgewichte (Zickzacklinie) nur bei den geraden Nummern hervortritt. Da die geraden Elemente den überwiegenden Teil der Erdmaterie bilden, also wohl an sich stabiler sind, ist dies nicht allzu verwunderlich.

**Otto Stern (Rostock), Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld.**

Vor kurzem haben Gerlach und ich[1]) einen direkten experimentellen Nachweis für das Vorhandensein der Richtungsquantelung im Magnetfelde erbracht. Wir ließen einen Strahl von Silberatomen durch ein inhomogenes Magnetfeld laufen und fanden, daß der Strahl in zwei diskrete Strahlen aufgespalten wurde, entsprechend den beiden diskreten Lagen, die allein nach der Quantentheorie für ein einquantiges Atom im Magnetfeld möglich sind.

Es liegt nahe, zu fragen, ob mit Hilfe eines analogen Versuches der Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld möglich ist.

Wir betrachten zunächst wieder Wasserstoffatome, und zwar in einem so starken elektrischen Feld, daß die Relativitätsabweichungen zu vernachlässigen sind. Wir machen den Feldvektor $\mathfrak{E}$ zur $z$-Achse eines kartesischen Koordinatensystems mit dem Kern als Nullpunkt. Die Bewegung des Elektrons läßt sich dann nach Bohr[2]) näherungsweise, wie folgt, beschreiben. Das Elektron bewegt sich in einer Ellipse um den Kern als Brennpunkt, deren große Achse die konstante Größe

$$2a = n_1^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}$$

($n_1$ Hauptquantenzahl, $e$ Ladung, $m$ Masse des Elektrons, $h$ Plancksche Konstante) wie ohne Feld beibehält. Dagegen ändern sich Lage sowie Exzentrität der Ellipsenbahn ständig, jedoch derart, daß der elektrische Schwerpunkt der Bahn ständig in einer auf $\mathfrak{E}$ senkrechten Ebene $z = d$ bleibt. Die potentielle Energie des Atoms ist während der Bewegung konstant gleich $ed\,\mathfrak{E}$. Man kann also für die Energieberechnung das Wasserstoffatom durch einen Dipol ersetzen, der dadurch entsteht, daß man das Elektron in den elektrischen Schwerpunkt seiner Bahn bringt. Das Moment $m$ dieses Dipols ändert sich dann zwar während der Bewegung, aber seine Komponente $m_z = ed$ bleibt konstant. Ferner kann $d$ und damit $m_z$ nach der Quantentheorie nur diskrete Werte annehmen, nämlich $d$ die Werte $\frac{k}{n_1}\frac{3}{2}a$, wobei $k$ eine positive oder negative ganze Zahl einschließlich Null und $|k| < |n|$ ist, und daher $m_z = ed$ die $2n = 1$ diskreten von der Größe von $\mathfrak{E}$ unabhängigen Werte:

$$m_z = e\frac{k}{n_1}\frac{3}{2}a = kn_1\frac{3h^2}{8\pi^2 em}$$

$$(k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm (n_1 - 1)).$$

Ist nun das Feld inhomogen, derart, daß $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z}$ einen endlichen Wert besitzt, so wirkt auf das Atom die Kraft $\mathfrak{K} = m_z \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z}$. Schicken wir also einen Strahl von $n_1$-quantigen Wasserstoffatomen durch das Feld, so wird er in soviel diskrete Strahlen aufgespalten, als es diskrete Werte von $\mathfrak{K}$, d. h. von $m_z$ gibt, also in $2n_1 - 1$ Strahlen. Z. B. gibt es für $n_1 = 1$ (Normalzustand) nur die Möglichkeit $k = 0$, $m_z = 0$, d. h. keine Ablenkung, für $n_1 = 2$ die drei Möglichkeiten $k = 0$, $k = +1$, $k = -1$, $m_z = 0$, $m_z = \pm\frac{3h^2}{4\pi^2 em}$, d. h. außer dem unabgelenkten zwei gleichviel nach entgegengesetzten Seiten abgelenkte Strahlen usw. Die Größe der Ablenkung ist recht beträchtlich, da

$$\frac{3h^2}{4\pi^2 em} = 7{,}5 \cdot 10^{-18}\ \text{c. g. s.}$$

ist. Dieses atomare elektrische Moment ist somit fast 10000mal so groß als das atomare magnetische Moment, und es ist bei gleicher Inhomogenität (Zahlenwert in c. g. s.) auch nahezu die tausendfache Ablenkung zu erwarten wie im magnetischen Fall. Leider dürften Versuche mit angeregten Wasserstoffatomen auf außerordentliche experimentelle Schwierigkeiten stoßen, und wir wollen deshalb dazu übergehen, nachzusehen, was für ein Effekt bei Alkaliatomen zu erwarten ist.

Ein Alkaliatom besteht aus dem Rumpf (Kern + Edelgaselektronenwolke) und dem Serienelektron. Wir idealisieren es nach Sommerfeld durch ein Wasserstoffatom, dessen Kern außer mit der Coulombschen noch mit einer kleinen Zusatzzentralkraft $\left(\text{etwa prop. } \frac{1}{r^4}\right)$ auf das Elektron wirkt. Dieses beschreibt dann eine Keplerellipse, die mit konstanter Geschwindigkeit in ihrer Bahnebene rotiert, d. h. die

1) Zeitschr. f. Phys. **7**, 249; **8**, 110, 1921; **9**, 349, 353, 1922.

2) Für diese sowie die folgenden Berufungen auf Bohr vgl. Kopenhag. Ak. 8, IV, 1, 1918; Zeitschr. f. Phys. **2**, 423, 1920; **9**, 1, 1922.

Bahnkurve des Elektrons ist die aus der Sommerfeldschen Feinstrukturtheorie bekannte Rosettenfigur.

Es ist leicht einzusehen, daß die potentielle Energie eines solchen Atoms im homogenen elektrischen Felde gleich Null ist. Denn jeder Lage der Keplerellipse, der irgendein Wert der potentiellen Energie zukommt, entspricht infolge der gleichförmigen Rotation der Ellipse eine entgegengesetzte Lage, in der die potentielle Energie den gleichen absoluten Betrag, aber das entgegengesetzte Vorzeichen hat. Wir haben bei dieser Überlegung von dem allgemeinen Satze der Bohrschen Störungstheorie Gebrauch gemacht, daß man zur Berechnung der potentiellen Energie in erster Näherung die feldlose (ungestörte) Bewegung des Elektrons zugrunde legen darf. Ebenso sieht man ein, daß die mittlere ponderomotorische Kraft, die im inhomogenen Feld auf das Atom wirkt, gleich Null ist, weil sich infolge der Rotation der Ellipse auch hier immer je zwei entgegengesetzte Lagen entsprechen, in denen die Kraft auf das Atom, den gleichen Betrag aber das entgegengesetzte Vorzeichen besitzt.

Dagegen wird die potentielle Energie des Atoms im inhomogenen Feld von Null verschieden sein, denn zwei entgegengesetzten Lagen der Keplerellipse entspricht jetzt nicht mehr der gleiche Absolutwert der potentiellen Energie, weil ja infolge der Inhomogenität des Feldes die Feldstärke in den beiden Lagen verschieden ist. Und ebenso wird die ponderomotorische Kraft auf das Atom von Null verschieden, wenn die Größe der Inhomogenität sich mit dem Orte ändert, d. h. wenn auch der zweite Differentialquotient der Feldstärke nach dem Orte einen endlichen Wert besitzt.

Man kann diesen Sachverhalt auch anders so ausdrücken. Während sich das Wasserstoffatom, wie wir oben sahen, durch einen Dipol ersetzen läßt, der dadurch entsteht, daß man das Elektron in den elektrischen Schwerpunkt der Keplerellipse setzt, läßt sich das Alkaliatom durch einen Quadrupol ersetzen, der durch die Rotation obigen Dipols entsteht, d. h. dadurch, daß man die Ladung des Elektrons gleichmäßig auf den Kreis verteilt, den der elektrische Schwerpunkt der Ellipse bei ihrer Rotation beschreibt. Ein Dipol (Wasserstoffatom) besitzt potentielle Energie im homogenen Feld, eine ponderomotorische Kraft wirkt auf ihn im inhomogenen Feld erster Ordnung, ein Quadrupol (Alkaliatom) besitzt keine potentielle Energie im homogenen Feld, wohl aber eine solche im inhomogenen Feld erster Ordnung, eine ponderomotorische Kraft wirkt auf ihn im inhomogenen Feld zweiter Ordnung. Ebenso wie auf den Dipol im homogenen Feld wirkt auf den Quadrupol im inhomogenen Feld erster Ordnung ein Drehmoment.

Um nun unsere Aufgabe zu lösen, die Wirkung eines inhomogenen elektrischen Feldes auf einen Strahl von Alkaliatomen zu berechnen, müssen wir zunächst feststellen, in welche diskreten Lagen sich die Atome nach der Quantentheorie in diesem Felde einstellen. Da wir hierzu auch die Energie der Atome in diesen Lagen berechnen müssen, erhalten wir damit gleichzeitig die Theorie der Beeinflussung der Spektrallinien dieser Atome durch ein inhomogenes elektrisches Feld, die Theorie des inhomogenen Starkeffekts, wie ich kurz sagen will.

## Der inhomogene Starkeffekt.

Ist $E$ die Energie des Atoms in irgendeinem bestimmten Quantenzustand ohne Feld und $E + \Delta E$ seine Energie in demselben Quantenzustand mit Feld für eine der quantentheoretisch erlaubten Lagen, so ist nach der Bohrschen Frequenzbedingung $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h}$ die durch das Feld bewirkte Frequenzänderung des zu dem betreffenden Quantenzustand gehörigen Linienterms des Atoms. Die Berechnung von $\Delta E$ gestaltet sich mit Hilfe der Bohrschen Störungstheorie sehr einfach. Wir berechnen zunächst den Mittelwert $\overline{\psi}$ der potentiellen Energie unseres idealisierten Alkaliatoms für eine beliebige Lage, wobei wir mit Bohr für die Koordinaten des Elektrons die Werte bei der ungestörten Bewegung einsetzen. Wir benutzen ein kartesisches Koordinatensystem $\xi$, $\eta$, $\zeta$ mit dem Kern des Atoms als Nullpunkt, dessen $\xi$, $\eta$-Ebene mit der Bahnebene des Elektrons zusammenfällt. Da das Feld inhomogen ist, wird das elektrostatische Potential $\Phi$ eine Funktion zweiten Grades der Koordinaten sein. Wir schreiben:

$$\left.\begin{aligned}\Phi = \Phi_0 &+ a_1\xi + a_2\eta + a_3\zeta + \tfrac{1}{2}a_{11}\xi^2 \\ &+ \tfrac{1}{2}a_{22}\eta^2 + \tfrac{1}{2}a_{33}\zeta^2 + a_{12}\xi\eta \\ &+ a_{13}\xi\zeta + a_{23}\eta\zeta,\end{aligned}\right| \quad (1)$$

wobei

$$a_{11} = \frac{\partial^2\Phi}{\partial\xi^2} = -\frac{\partial\mathfrak{E}_\xi}{\partial\xi}, \ldots$$

und

$$a_{11} + a_{22} + a_{33} = -\operatorname{div}\mathfrak{E} = 0$$

ist. Sind $\xi$, $\eta$ die Koordinaten des Elektrons zu einer bestimmten Zeit $t$, so ist die potentielle Energie des Atoms

$$\psi = -e\Phi(\xi, \eta) \quad \text{und} \quad \overline{\psi} = \int \psi\, dt,$$

wobei das Integral über einen vollen Umlauf des Elektrons in der Rosettenbahn zu erstrecken ist. Indem wir zunächst Polarkoordinaten und

dann in der üblichen Weise die exzentrische Anomalie als Integrationsvariable einführen, erhalten wir durch eine elementare Rechnung:

$$\left.\begin{aligned}\overline{\psi} &= -e\left(\tfrac{1}{2}a_{11}+\tfrac{1}{2}a_{22}\right)\tfrac{1}{2}a^2\left(1+\tfrac{3}{2}\varepsilon^2\right)\\ &= -e\frac{a^2}{4}\left(1+\tfrac{3}{2}\varepsilon^2\right)\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \zeta},\end{aligned}\right| \quad (2)$$

worin $a$ die halbe große Achse und $\varepsilon$ die Exzentrizität der Bahnellipse ist. Für ein homogenes Feld ist $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \zeta}=0$, also auch $\overline{\psi}=0$, wie oben behauptet. Nach Bohr ist nun $\Delta E=\psi$ in den quantentheoretisch ausgezeichneten Lagen des Atoms. Diese Lagen finden wir durch folgende Überlegung.

Wir führen ein zweites kartesisches Koordinatensystem $(x, y, z)$ ein, dessen Nullpunkt ebenfalls mit dem Atomkern zusammenfällt. Dieses Koordinatensystem drehen wir, was immer möglich ist, so, daß nur die drei Größen $\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x}$, $\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y}$, $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}$ von Null verschiedene Werte haben, während alle gemischten Differentialquotienten $\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y}, \ldots$ gleich Null sind. Wir wollen nun, um zu einfachen Formeln zu gelangen, im folgenden voraussetzen, daß das Feld Rotationssymmetrie besitzt. Die Theorie ist zwar auch ohne diese Einschränkung ohne prinzipielle Schwierigkeiten durchführbar, führt jedoch zu sehr unübersichtlichen Formeln, während es uns zunächst nur darauf ankommt, das Wesentliche der Erscheinung klar hervortreten zu lassen[1]). Wir machen die Symmetrieachse zur $z$-Achse und setzen

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x}=\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y}=-\tfrac{1}{2}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}$$

(letzteres wegen $\operatorname{div}\mathfrak{E}=0$). Ist $\vartheta$ der Winkel zwischen der $z$- und der $\zeta$-Achse, d. h. also zwischen der Symmetrieachse des Feldes und der Richtung des Drehimpulsvektors, so ist:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \zeta}=\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\,\frac{3\cos^2\vartheta-1}{2}\\ &\text{und}\\ &\overline{\psi}=-e\frac{a^2}{4}\left(1+\tfrac{3}{2}\varepsilon^2\right)\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\,\tfrac{1}{2}\left(3\cos^2\vartheta-1\right).\end{aligned}\right| \quad (3)$$

Während der Bewegung des Atoms im Felde bleibt $\overline{\psi}$, $a$ und $\varepsilon$, also auch $\vartheta$ konstant, d. h. die Bewegung besteht in einer gleichförmigen Rotation der $\zeta$- um die $z$-Achse.

Die quantentheoretisch erlaubten Lagen des Atoms, d. h. Werte von $\vartheta$, sind nun in unserem Falle einfach durch die Bedingung bestimmt, daß die Komponente des Impulsmomentes des Atoms in Richtung der Symmetrieachse des Feldes ebenfalls ein ganzzahliges Vielfaches von $\frac{h}{2\pi}$ sein muß. Für diese diskreten Werte von $\vartheta$ ist $\overline{\psi}=\Delta E$, und $\Delta\nu=\frac{\Delta E}{h}$ ist die durch das Feld erzeugte Frequenzänderung des Linienterms. Bezeichnen wir jetzt mit $n_1$ die für die Gliednummer des Terms maßgebende Hauptquantenzahl des Serienelektrons, mit $n_2$ die die Serienzugehörigkeit bestimmende Quantenzahl seines Impulsmomentes und mit $n_3$ die Komponente von $n_2$ in Richtung der Symmetrieachse, so ist

$$a=\frac{n_1^2h^2}{4\pi^2e^2m}=n_1^2a_0^2$$

($a_0$ Radius des Wasserstoffatoms im Normalzustand)

$$\varepsilon^2=1-\frac{n_2^2}{n_1^2} \quad \text{und} \quad \cos\vartheta=\frac{n_3}{n_2}.$$

Damit wird

$$\left.\begin{aligned}\Delta E=h\Delta\nu=&-\frac{ea_0^2}{8}n_1^4\left(\tfrac{5}{2}-\tfrac{3}{2}\frac{n_2^2}{n_1^2}\right)\\ &\left(3\frac{n_3^2}{n_1^2}-1\right)\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\end{aligned}\right| \quad (4)$$

Indem wir für $n_3$ der Reihe nach alle ganzen Zahlen ($n_3 \leqq n_2$) einsetzen, erhalten wir alle Komponenten, in die der feldfreie Term aufgespalten wird. Ihre Zahl ist, da $n_3=0$ nach Bohr ausgeschlossen ist, gleich $n_2$, d. h. für den $s$-Term 1, für den $p$-Term 2 usw. Sie sind, falls $n_2>1$, teils nach Rot, teils nach Violett hin verschoben und wechseln ihr Vorzeichen mit $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}$. Bei Berechnung der Linien selbst aus den Termen ist zu berücksichtigen, daß sich $n_3$ nach dem Auswahlprinzip nur um $0, \pm 1$ ändern darf. Die absolute Größe der Aufspaltung ist leider sehr klein, z. B. ist $\Delta\nu$ für den experimentell wohl gut erreichbaren Betrag von $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}=10^6$ (in c. g. s.-Einh.) und $n_1=3$, $n_2=1$, $n_3=1$ etwa $10^8$, d. h. für eine Linie mit der Wellenlänge $\lambda=5000$ Å.-E. ist $\Delta\lambda$ etwa 0,001 Å.-E. Sie nimmt jedoch mit wachsender Gliednummer sehr stark zu, da sie prop. $n_1^4$ ist. Übrigens soll noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß unsere Formeln wegen

1) Auch der Spezialfall

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y}=-\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}$$

ist noch bequem zu behandeln und soll wegen seiner praktischen Wichtigkeit (Zylinderkondensator) in einer folgenden Notiz mitgeteilt werden.

der starken Idealisierung des bei ihrer Ableitung benutzten Alkaliatommodells zahlenmäßig natürlich nur die Größenordnung des Effektes geben werden. Will man für einen bestimmten Term die Größe des zu erwartenden Effektes abschätzen, so geht man am besten von Formel (3) statt (4) aus, z. B. derart, daß man zwar (4) benutzt, aber für $n_1$ nicht die von Bohr gegebenen Werte nimmt, sondern für alle Alkaliatome im Normalzustand $n_1 = 2$ setzt, was eine bessere Näherung für die Dimensionen der Bahnellipse gibt. Versuche, den Effekt zu messen, sind im hiesigen Institut in Angriff genommen.

### Der anomale Effekt.

Wir haben bisher angenommen, daß im ungestörten Atom die Bahnebene des Serienelektrons ihre Lage im Raum nicht ändert. Das wird aber nur für die invariable Ebene des gesamten Atoms gelten. Wenn nun auch der Rumpf des Atoms einen resultierenden Drehimpuls besitzt, so werden im allgemeinen beide Drehimpulsvektoren, der des Rumpfes und der des Serienelektrons, ständig ihre Richtung und Größe ändern, und nur ihre geometrische Summe, der Gesamtdrehimpuls, wird eine unveränderliche Richtung und Größe haben. Für die weiteren Überlegungen nehmen wir mit Bohr an, daß sowohl das Impulsmoment des Serienelektrons wie das des Rumpfes ihre Größe während der Bewegung nicht ändern und beide ganze Vielfache von $\frac{h}{2\pi}$ sind. Die Bewegung des Drehimpulsvektors des Serienelektrons besteht dann in einer gleichförmigen Rotation um den Gesamtdrehimpulsvektor als Achse, wobei der Winkel $\gamma$ zwischen beiden Vektoren konstant bleibt. $\gamma$ kann nur diskrete Werte $\gamma_i$ annehmen, die dadurch bestimmt sind, daß auch der Gesamtdrehimpuls ein ganzes Vielfaches von $\frac{h}{2\pi}$ sein muß. Jedem Werte $\gamma_i$ entspricht eine Feinstrukturkomponente. Berechnen wir jetzt wieder $\Psi$, so können wir den Beitrag des Rumpfes vernachlässigen, weil seine potentielle Energie im Feld wegen seiner kleinen Dimensionen und hohen Symmetrie sehr klein sein wird. Wir können also wie oben rechnen und müssen nur berücksichtigen, daß jetzt die Bahnebene ($\xi, \eta$-Ebene) gleichförmig um die Richtung ($\zeta'$) des Gesamtdrehimpulsvektors rotiert. Eine einfache Mittelung ergibt:

$$\Psi = -e\frac{a^2}{4}(1+\tfrac{3}{2}\varepsilon^2)(3\cos^2\gamma - 1)\tfrac{1}{2}\frac{\partial \mathfrak{E}_{\zeta'}}{\partial \zeta'}. \quad (5)$$

Ist $\vartheta'$ der Winkel zwischen der $\zeta'$- und der $z$-Richtung (Symmetrieachse des Feldes), $n_i$ die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses und $n_3'$ die Komponente von $n_i$ in der $z$-Richtung, so ist wie oben:

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_{\zeta'}}{\partial \zeta'} = \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}\frac{3\cos^2\vartheta' - 1}{2} \quad \text{und} \quad \cos\vartheta' = \frac{n_3'}{n_i},$$

also:

$$\left.\begin{aligned} \Delta E = h\Delta\nu = -\frac{e a_0^2}{16} n_1^4 \left(\frac{4}{n_2^2} - \frac{3}{2}\frac{n_2^2}{n_1^3}\right) \\ (3\cos^2\gamma_i - 1)\left(3\frac{n_3'^2}{n_i^2} - 1\right)\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} \end{aligned}\right| \quad (6)$$

wobei wieder $n_3' \leq n_i$ außer Null ist. Es wird also jede der durch ein bestimmtes $\gamma_i$ bzw. $n_i$ charakterisierten Feinstrukturkomponenten in $n_i$ Terme aufgespalten. Der Betrag der Aufspaltung unterscheidet sich nur durch den Faktor $\frac{1}{2}(3\cos^2\gamma_i - 1)$ von dem durch (3) bzw. (4) gegebenen.

Voraussetzung für die eben durchgeführte Rechnung ist, daß man die Wirkung des äußeren Feldes als kleine Störung auffassen kann, d. h. daß die Aufspaltung durch das Feld klein gegen den Abstand der Feinstrukturkomponenten ist. Umgekehrt gilt unsere erste Rechnung, bei der wir die drehende Wirkung des Rumpfes vernachlässigten, für den entgegengesetzten Grenzfall, daß die Aufspaltung durch das Feld groß gegen den Abstand der Feinstrukturkomponenten ist. Wir haben also hier eine vollständige Analogie zum Zeemaneffekt: Bei starken Feldern (1. Rechnung) den normalen inhomogenen Starkeffekt, bei dem die Feinstruktur keine Rolle mehr spielt und die Zahl der Aufspaltungsterme gleich der Drehimpulsquantenzahl des Serienelektrons ist, bei schwachen Feldern (2. Rechnung) den anomalen inhomogenen Starkeffekt, bei dem jede einzelne Feinstrukturkomponente in soviel Terme aufgespalten wird, als die zu der betreffenden Komponente gehörige Drehimpulsquantenzahl des gesamten Atoms beträgt, und der Faktor $\frac{1}{2}(3\cos^2\gamma_i - 1)$ der „Rungesche Nenner" ist. Nur daß zum Unterschied vom Zeemaneffekt sich hier der anomale Effekt ganz von selbst ergibt, während die Theorie des anomalen Zeemaneffekts bekanntlich auf die größten Schwierigkeiten stößt.

Wir haben hier den anomalen Effekt durch die Annahme erhalten, daß der Rumpf Drehimpuls, aber keine potentielle Energie im Felde besitzt. Nach Bohrs Ansicht ist der anomale Zeemaneffekt in gleicher Weise zu deuten, nämlich durch die Hypothese, daß der Rumpf trotz seines Drehimpulses „magnetisch tot" ist. Die auf Grund dieser Hypothese ganz wie oben durchgeführte Rechnung ergibt zwar einen anomalen Zeemaneffekt, aber mit falschem Rungeschen Nenner. Das kann, die Richtigkeit der

Bohrschen Rechenmethode vorausgesetzt, zwei Gründe haben. Einerseits kann das benutzte Atommodell falsch sein und muß durch ein anderes ersetzt werden, wie es z. B. Heisenberg[1]) versucht, andererseits kann die Hypothese über die Wirkung des Feldes auf das Atom unrichtig sein. Beim inhomogenen Starkeffekt fällt die Unsicherheit in diesem zweiten Punkt weg; denn es kann wohl kaum daran gezweifelt werden, daß das Coulombsche Gesetz auch im Quantengebiet richtig bleibt. Wenn es also gelingen würde, den inhomogenen Starkeffekt zu messen, so könnte man daraus eindeutige Schlüsse über das Atommodell, speziell die Drehimpulse von Rumpf und Serienelektron ziehen, und die Kenntnis des Atommodells würde es dann erlauben, aus dem anomalen Zeemaneffekt zu schließen, inwieweit das Atom etwa „magnetisch tot" ist. Wegen der außerordentlichen prinzipiellen Wichtigkeit dieser Fragen scheint es mir, daß es trotz der zweifellos nicht geringen experimentellen Schwierigkeiten lohnen würde, den Versuch zu machen, diesen anomalen inhomogenen Starkeffekt zu messen.

### Linienverbreiterung, Feinstruktur.

Es sei jetzt noch kurz auf die Bedeutung des inhomogenen Starkeffekts für die Theorie der Linienverbreiterung hingewiesen. Der von Stark zuerst ausgesprochene, von Debye und Holtsmark quantitativ ausgeführte Gedanke, daß die Linienverbreiterung im wesentlichen von dem Starkeffekt herrührt, den die elektrischen Felder der Nachbarmoleküle an dem leuchtenden oder absorbierenden Atom hervorrufen, war bisher nur für die wasserstoffähnlichen Atome (Wasserstoff und ionisiertes Helium) durchführbar. Denn nur diese zeigen, wie die Erfahrung in Übereinstimmung mit der Theorie lehrt, überhaupt den gewöhnlichen (linearen) Starkeffekt im homogenen Feld, die übrigen Atome dagegen nicht. Letztere zeigen nur einen dem Quadrat der Feldstärke proportionalen Effekt[2]), der nicht zur Deutung der Linienverbreiterung dienen kann, weil er eine einseitige Verbreiterung nach Rot ergibt. Es ist deshalb schon mehrfach die Ansicht geäußert worden, daß es die große Inhomogenität der von Molekülen herrührenden elektrischen Felder ist, die an wasserstoffunähnlichen Atomen Starkeffekt und Linienverbreiterung erzeugt. Die oben entwickelte Theorie des inhomogenen Starkeffekts gibt die Grundlage für die quantitative Ausführung dieses Gedankens. Ich muß mich hier damit begnügen, auf folgende Punkte aufmerksam zu machen, wobei ich mich für den experimentellen Befund auf die Untersuchungen von Füchtbauer und seinen Mitarbeitern stütze[1]). Da die Frequenzänderung $\Delta\nu$ nach Formel (3) bzw. (4) proportional der ersten Potenz der Inhomogenität ist, d. h. vom Vorzeichen von $\frac{\partial \mathfrak{E}_\zeta}{\partial \zeta}$ bzw. $\frac{\partial \mathfrak{E}_\zeta^2}{\partial \zeta}$ abhängt, ergibt sich, wie es die Erfahrung verlangt, eine Verbreiterung sowohl nach Rot wie nach Violett. Dagegen gibt der inhomogene Starkeffekt nicht die experimentell gefundene Druckabhängigkeit der Verbreiterung. Denn da, wenn wir mit $r$ die Entfernung des Aufpunktes vom Molekülmittelpunkt bezeichnen, bei Dipolmolekülen $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial r} \sim r^{-4}$, bei Quadrupolmolekülen $\sim r^{-5}$ ist, müßte aus dimensionellen Gründen die Halbwertsbreite der verbreiterten Linie proportional der $^4/_3$ten bzw. $^5/_3$ten Potenz des Druckes des verbreiternden Gases sein, während Füchtbauer und Joos durchweg Proportionalität mit der ersten Potenz des Druckes finden[2]), wie es die alte Lorentzsche Theorie verlangt. Die Größenordnung der Verbreiterung, die sich aus den bekannten Quadrupolmomenten der Moleküle ergibt, läßt sich ohne eingehendere Rechnung nur ganz roh abschätzen, liegt aber immerhin in der richtigen Gegend. Im ganzen scheint es mir sicher, daß der inhomogene Starkeffekt beim Zustandekommen der Linienverbreiterung wesentlich mitwirkt. Zur weiteren Klärung scheinen mir Versuche bei geringen Drucken erforderlich.

Sodann möchte ich noch bemerken, daß sich die Feinstruktur, nach den oben erwähnten Bohrschen Ansichten über ihr Zustandekommen, auch als inhomogener Starkeffekt auffassen läßt, den der Atomrumpf am Serienelektron hervorbringt. Idealisiert man den Rumpf durch einen symmetrischen Quadrupol mit dem Moment $\mu$, so ergibt die Rechnung bei Benutzung der oben eingeführten Bezeichnungen:

$$\bar{\psi} = -\frac{e\mu}{a^3}\,\frac{(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}\sin^2\gamma)}{(1-\varepsilon^2)^{3/2}},$$

$$\Delta E = h\Delta\nu = -\frac{e\mu}{{a_0}^3}\,\frac{(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}\sin^2\gamma_i)}{{n_1}^3\,{n_2}^3}.$$

Die Abhängigkeit von den Quantenzahlen der

1) Zeitschr. f. Phys. **8**, 273, 1922.

2) Dieser Effekt rührt von der Polarisierbarkeit der Atome her. Seine Theorie ist kürzlich von R. Becker (Zeitschr. f. Phys. **9**, 322, 1922) ausgeführt worden.

1) Vgl. besonders Füchtbauer und Joos, diese Zeitschr. **23**, 73, 1922.

2) Nach neueren über einen weiteren Druckbereich erstreckten Versuchen von Füchtbauer und Dinkelacker auch bei $CO_2$ (freundliche persönliche Mitteilung von Herrn Füchtbauer).

Gliednummer ($n_1$) und der Serie ($n_2$) ist die gleiche wie in der von Heisenberg (l. c.) unter der Annahme des magnetischen Ursprungs der Feinstruktur abgeleiteten Formel.

### Molekularstrahlen.

Wir kehren schließlich zu unserem Ausgangspunkt zurück und beantworten die Frage, ob auch die Richtungsquantelung im elektrischen Feld durch Molekularstrahlversuche nachweisbar ist. Dazu berechnen wir die ponderomotorische Kraft $\mathfrak{K}$, die im inhomogenen Feld zweiter Ordnung auf ein Alkaliatom wirkt. Es ist:

$$\mathfrak{K} = -\operatorname{grad} \bar{\psi},$$

wobei für $\bar{\psi}$ der Ausdruck aus Formel (5) einzusetzen ist. Da die Symmetrieachse unseres Atomquadrupols gleichförmig um die $z$-Achse rotiert, wird aus Symmetriegründen $\mathfrak{K}_x = \mathfrak{K}_y = 0$ und

$$\mathfrak{K}_z = \frac{e a_0^2}{16} n_1^4 \left(\frac{5}{2} - \frac{3}{2}\frac{u_2^2}{n_1^2}\right)(3\cos^2\gamma_i - 1)\left(3\frac{n_3'^2}{n_i^2} - 1\right)\frac{\partial^2 \mathfrak{E}_z}{\partial z^2}.$$

Jedem Quantenzustand entspricht also, wie ja auch ohne Rechnung einleuchtend, eine ganz bestimmte diskrete Kraft, und der Molekularstrahl wird in der $z$-Richtung in so viel Strahlen zerspalten, als verschiedene Quantenzustände in ihm vorkommen. Die Größe der Ablenkung, die sich aus obiger Formel errechnet, ist zwar recht klein, müßte aber unter geeigneten Versuchsbedingungen noch gut meßbar sein. Solche Versuche sind seit einem halben Jahr im Gange, haben aber infolge ungünstiger äußerer Umstände noch zu keinem Resultat geführt.

### Zusammenfassung.

Es wird auf Grund der Bohrschen Arbeiten die Theorie des inhomogenen Starkeffekts entwickelt und betont, welche Bedeutung Messungen des anomalen Effekts für die Deutung des anomalen Zeemaneffekts haben würden. Es wird auf die Beziehungen zur Theorie der Linienverbreiterung und der Feinstruktur hingewiesen. Es wird die Theorie von Molekularstrahlversuchen an Wasserstoff- und Alkaliatomen im elektrischen Feld gegeben.

---

**V. Bjerknes (Stockholm), Wettervorhersage**

Der Mann des Durchbruches in der modernen Physik, Heinrich Hertz, leitet sein wissenschaftliches Testament, „Die Prinzipien der Mechanik" mit folgenden Worten ein:

„Es ist die nächste und in gewissem Sinne die wichtigste Aufgabe unserer bewußten Naturerkenntnis, daß sie uns befähige, zukünftige Erfahrungen vorauszusehen, um nach dieser Voraussicht unser gegenwärtiges Handeln einrichten zu können. Als Grundlage für die Lösung jener Aufgabe der Erkenntnis benutzen wir vorangegangene Erfahrungen, gewonnen durch zufällige Beobachtungen oder durch absichtlichen Versuch. Das Verfahren aber, dessen wir uns zur Ableitung des Zukünftigen aus dem Vergangenen, und damit zur Erlangung der erstrebten Voraussicht stets bedienen, ist dieses. Wir machen uns innere Scheinbilder oder Symbole der äußeren Gegenstände, und zwar machen wir sie von solcher Art, daß die denknotwendigen Folgen der Bilder stets wieder die Bilder seien von den naturnotwendigen Folgen der abgebildeten Gegenstände".

Hertz stellt also hier das Prognosenproblem in den Vordergrund als das Prinzip der Naturforschung. Es würde zu weit führen, wiederzugeben, wie er diesen Gedanken weiter verfolgt, teils im allgemeinen, teils in der Anwendung auf den höchst entwickelten Zweig der Physik, die Mechanik. Ich will nur daran erinnern, daß die Prinzipien der Mechanik durch Galilei und Newton explizite als prognostische Gleichungen formuliert worden sind, d. h. als Gleichungen mit der Zeit als unabhängiger Variabeln. Und diese Gleichungen haben ihre Probe bestanden in den Tausendjahrs-Vorhersagen der Astronomie.

Wenn wir uns weiter umschauen, begegnen wir kaum einer Wissenschaft, bei der das Hertzsche Naturforschungsprinzip in dem Maße deutlich in den Vordergrund tritt, wie in der Meteorologie, seit dem Altertum der Schwesterwissenschaft der Astronomie. Unser Wunsch, unsere Verfügungen heute zu treffen mit der Kenntnis des Wetters für morgen, ist so alt wie die Menschheit. Und der Wetterprophet aus dem Volke hat früh verstanden, dieses Problem mit einem gewissen Grad der Sicherheit zu lösen. Er besitzt einen großen Vorrat von Gedächtnisbildern des Aussehens des Himmels, und Erfahrungen über die Reihenfolge solcher Bilder während der Entwickelung von der einen Wetterlage zu der anderen. Diese Erfahrungen gestatten ihm, sein Gedankenbild des kommenden Zustandes zu konstruieren. Dasselbe Prinzip benutzt der Meteorologe heutzutage. Sein Bild des atmosphärischen Zustandes ist vollständiger,

insofern als es auf die telegraphischen Berichte von einem großen Teil der Erde aufgebaut ist, und genauer, weil es auch auf quantitative Messungen mit Barometer, Thermometer usw. begründet ist. Von den synoptischen Karten, die er somit zeichnet, behält er eine große Anzahl von Gedächtnisbildern, und auf die Erinnerung, wie das eine Bild aus dem anderen folgt, baut er seine Vorhersagen auf.

Wenn diese Prognosen nicht so gut wie die der Astronomie gelingen, obgleich das Prinzip dasselbe ist, so kann man die Ursache nur nach zwei Richtungen suchen: die Bilder können weniger vollständig oder genau sein; oder die Erfahrungen, die man hineinbringt, um aus dem einen Bild das nächste abzuleiten, sind noch nicht hinreichend.

Hier ist besonders eins zu bemerken: solange man sich nur auf die Erfahrungen stützt, die uns diese Gedächtnisbilder selbst geben, kann man nur eine beschränkte Summe von Erfahrungen in Anwendung bringen, nämlich solche, die mit dem äußeren, sichtbaren Verlauf der Erscheinungen zu tun haben. Aber daneben können andere tiefer liegende Erfahrungen vonnöten sein, die nicht so leicht durch diese direkten Wahrnehmungen gefunden werden können, die man besser aus anderen Gebieten der Erfahrung hinzuziehen kann. Wieder gibt uns die Astronomie das klassische Beispiel: Auch sie baute ursprünglich nur auf die direkten, durch Beobachtungen am Himmel gewonnenen Erfahrungen. Diese in dem unmittelbarsten Sinne des Wortes empirische Astronomie gipfelte in den Keplerschen Gesetzen. Der große Umschlag kam aber erst, als Newton zur weiteren Behandlung der astronomischen Probleme die Erfahrungen von einem ganz anderen Erfahrungsgebiete hinzuzog, von dem der Physik. Er brachte die Folgen aus den Galileischen Fallversuchen in Anwendung auf die Bewegungen der Himmelskörper; und die Astronomie hat sich zu dem, was sie jetzt ist, entwickelt dadurch, daß sie angewandte Mechanik wurde.

Offenbar entspricht die heutige Methode der Meteorologie ganz der der Astronomie bis Kepler. Sie baut nur auf die direkten meteorologischen Erfahrungen. Aber sollte nicht auch hier eine ähnliche Entwickelung wie bei der Astronomie möglich sein? Um die Frage zu beantworten, werden wir die beiden prognostischen Aufgaben nebeneinander stellen.

Die der Astronomie ist folgende:

Den neuen Ort der bewegten Himmelskörper zu finden.

Die der Meteorologie kann man in einer nahe verwandten Form stellen:

Den neuen Ort der bewegten Luftmassen zu finden, und den Zustand, in dem sie ihn erreichen.

Um das astronomische Problem zu erledigen, genügte es, den am frühesten und am höchsten entwickelten Zweig der Physik, die Mechanik, hinzuzuziehen. Es muß gelingen, das Problem der Meteorologie in ähnlicher Weise zu beherrschen, indem man die Physik in entsprechend erweitertem Umfange hinzuzieht: neben den Gleichungen der Mechanik — in ihrer hydrodynamischen Form — muß man aus der Physik auch mitnehmen, was man nötig hat, um auch die Zustandsänderungen der bewegten Massen zu bestimmen. Daß das Problem bestimmt ist, kann man gleich prüfen durch die Aufzählung der Variablen und der entsprechenden Gleichungen, die uns die Physik gibt. Die Aufgabe ist, für jede Luftmasse die drei Koordinaten ihres neuen Ortes zu bestimmen, und dazu noch den Druck, die Dichte, die Temperatur und die Feuchtigkeit, womit sie an dieser neuen Stelle anlangt. Dies gibt insgesamt sieben Variablen, und die Physik gibt uns die sieben entsprechenden Gleichungen: die drei Bewegungsgleichungen, die Gleichung für die Erhaltung der Masse, die Gasgleichung und zwei Gleichungen aus der Thermodynamik, diejenige, welche das Prinzip von der Erhaltung der Energie ausdrückt, und diejenige, die die Zustandsänderungen des Wassergehaltes der Luft bestimmt. Zugleich mit den erforderlichen Randwerten und Anfangsbedingungen — in der allgemeinsten Bedeutung dieser Worte — machen diese Gleichungen die Aufgabe bestimmt. Wie der große Wendepunkt der Astronomie dadurch kam, daß sie angewandte Mechanik wurde, muß man deshalb hoffen können, daß ein entsprechender Wendepunkt in der Entwickelung der Meteorologie dadurch kommen wird, daß sie angewandte Physik wird, eine wirkliche Physik der Atmosphäre.

Für den Gedanken, daß die Zeit reif wäre, das Problem von dieser Seite aufzunehmen, bin ich nach Vermögen eingetreten. Es ist mir auch gelungen, die erforderliche Unterstützung zu finden, um die Sache zu einem gewissen Grade vorzubereiten. Zunächst hat die Carnegie Institution of Washington mir es jetzt während 16 Jahren möglich gemacht, ein oder ein Paar Assistenten zu Hilfe bei dieser Arbeit zu halten. Dann hat mich die Universität Leipzig als Professor berufen, mit dem Mandate, ein Geophysisches Institut nach eigenen Plänen zu begründen, d. h. ein Institut mit dem Programm, für diese Entwickelung der Meteorologie zu einer wirklichen Physik der Atmosphäre zu arbeiten. Dem selbstverständ-

lichen Einwand von den hoffnungslosen Dimensionen des Prognosenproblemes in dieser mathematisch-physikalischen Form habe ich mit den Worten entgegnet, daß ich keine Hoffnung hatte, selbst eine praktische Lösung zu erreichen. Aber meinesteils würde ich froh sein, wenn es mir nur gelänge, durch jahrelange Rechnungen das Wetter nur auf einen Tag in die Zukunft hinein zu bestimmen. Stimmte erst das Resultat, so wäre der wissenschaftliche Sieg errungen, und das würde wieder praktische Folgen haben. Daß ich keineswegs auf einen schnellen Erfolg zu hoffen wagte bei der Arbeit nach diesem Programm, unterstrich ich so stark wie möglich durch diese Schlußworte:

„Es kann Jahre nehmen, einen Tunnel durch einen Berg zu bohren. Mancher Arbeiter wird den Tag des Durchschlages nicht erleben. Das hindert aber nicht, daß später andere den Tunnel mit Schnellzugsfahrt durchfahren können."

Der Plan, nach dem wir in Leipzig arbeiteten, wurde dann dieser: Auf Grundlage der Beobachtungen von einem bestimmten Beobachtungstermin wurden erst synoptische Darstellungen so genau wie möglich von allen meteorologischen Elementen ausgearbeitet, und zwar in möglichster Ausdehnung nicht bloß horizontal, sondern auch vertikal von Schicht zu Schicht aufwärts in der Atmosphäre.

Um die ganze Darstellung so objektiv wie möglich zu machen, wurde z. B. viel Gewicht darauf gelegt, daß jedes Element für sich dargestellt wurde, ausschließlich nach den Beobachtungen nur dieses Elementes selbst, ohne Rücksichtnahme auf die Werte anderer Größen, wie wenn man nach dem barischen Windgesetze die Isobaren nach den Windpfeilen, oder diese nach den Isobaren sich fügen läßt. Sonst würden unsere Karten ihre absolute Objektivität verlieren.

Wenn somit die objektive Darstellung des augenblicklichen Zustandes zuwege gebracht worden war, sollte das Bild des neuen Zustandes konstruiert werden. Die neue Stelle der bewegten Massen wurde erst angenähert nach den Karten des Geschwindigkeitsfeldes bestimmt, welches schon seiner Definition nach ein prognostisches Feld ist. Dann gab das Druckfeld, unter Anwendung der dynamischen Gleichungen, die zweite Annäherung. Dann sollte die Berechnung der Rückwirkung erfolgen, die diese Massenumlagerungen auf die Temperatur- und Druckfelder hatten. Das Resultat davon konnten wieder Korrektionen dritter Ordnung der Verschiebungen der Luftmassen werden usw.

Zu einer vollständigen Probe dieses Prozesses kam es in Leipzig nicht. Das Institut war kaum drei Semester in Tätigkeit gewesen, als der Weltkrieg ausbrach, und in empfindlichster Weise in die Fortsetzung der Arbeit eingriff. Die Sache wurde jedoch so weit geführt, daß mein damaliger Carnegie-Assistent H. U. Sverdrup mit Hilfe des als solcher auch eine kürzere Zeit tätigen J. Holtsmark, dieses Vorgehen bis zu einem gewissen Grade auf eine amerikanische Wettersituation durchführten[1]). Es ist hier auch zu erwähnen, daß der englische Mathematiker und Meteorologe L. F. Richardson in einer neulich erschienenen sehr bemerkenswerten Arbeit denselben Plan gewissermaßen in vollem Umfange durchgeführt hat[2]). Er hat dabei eine von ihm ausgearbeitete numerische Integrationsmethode benutzt, anstatt der graphischen, die anzuwenden im Plane des Leipziger Instituts lag. Auf Grundlage der Darstellung, welche das Leipziger Institut von dem atmosphärischen Zustand über Europa 1910, 20. Mai 7 Uhr Greenwich gegeben hat, berechnet er den Zustand sechs Stunden später. Es ist eine Leistung, die nicht verfehlen wird, ihren Einfluß auf unsere Wissenschaft auszuüben. Ich muß aber hinzufügen, daß sein Resultat, ebensowenig wie das von Sverdrup und Holtsmark, besonders ermunternd aussieht, wenn man das denknotwendige Bild des neuen Zustandes mit dem naturbestimmten vergleicht.

Indessen nahmen meine eigenen Arbeiten und die meiner persönlichen Assistenten eine neue Wendung. Als Folge des Weltkrieges kam ich mit diesen nach Norwegen zurück, — es waren nach Sverdrup und Holtsmark mein Sohn J. Bjerknes und sein Studienkamerad H. Solberg. Und hier hatten die Verhältnisse zur Folge, daß praktische Wettervorhersage aufgenommen wurde, mit diesen beiden jungen Leuten aus der Leipziger Schule als ausübenden Meteorologen der Wettervorhersage.

Die Arbeit mußte selbstverständlich nach der einzigen für praktischen Gebrauch erprobten Methode angefangen werden, wir können sie der Kürze halber die Methode der Gedächtnisbilder nennen. Was aber von den Leipziger Methoden in die Expreßarbeit hineingearbeitet werden konnte, wurde mitgenommen. Soweit es möglich war, wurden vollständige Karten jedes einzelnen meteorologischen Elementes gezeichnet, wobei besonderes Gewicht auf die

---

1) H. U. Sverdrup und J. Holtsmark, Über die Reibung an der Erdoberfläche und die direkte Vorausberechnung des Windes mit Hilfe der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen. — Veröffentlichungen des Geophys. Inst. Leipzig, zweite Serie, Bd. II, Heft 2, 1912.

2) L. F. Richardson, Weather Prediction by Numerical Process. Cambridge 1922.

Karte des Bewegungsfeldes als des primär prognostischen Feldes gelegt wurde. Was aber beseitigt werden mußte von dem, was für den Praktiker wissenschaftliche Pedanterie ist, wurde beseitigt. Das barische Windgesetz und andere Regeln, die es gestatten, die Karte eines Elementes unter Rücksicht auf die Beobachtungen anderer Elemente zu zeichnen, wurden aufs äußerste ausgenutzt. Die vorausgehende Kontrolle solcher Regeln mußte durch die nachträgliche Verifikation ersetzt werden, wenn sich ihre Folgen in den Resultaten der Prognosen geltend machten. Ja, die Technik solche Regeln zu benutzen, um Beobachtungs- und Telegraphierfehler zu entdecken und zu korrigieren, wurde so hoch wie möglich entwickelt. Diese Kontrollmethoden spielen jetzt eine außerordentlich wichtige Rolle.

Das intensive Studium dieser Karten ließ allmählich ein empirisches Faktum hervortreten, das für die weitere Entwickelung immer bedeutungsvoller wurde. An gewissen Linien auf der Karte traten auffällig plötzliche Veränderungen mehrerer oder aller Elemente gleichzeitig ein. Diese Linien konnten nur als die Schnittlinien atmosphärischer Diskontinuitätsflächen mit der Erdoberfläche gedeutet werden. Diese Flächen trennen immer einen unten liegenden kalten Luftkeil von den oben liegenden warmen Massen. An diesen Flächen entsteht das Wetter. Hier liegen die Voraussetzungen für genügende Vertikalbewegungen vor, um Kondensation und Niederschlag zu erzeugen. Dabei kann der Keil passiv wirken als eine schiefe Ebene, an der die warme Luft hinaufweht, oder er kann aktiv wirken, wenn er hervordringt und die warme Luft hebt.

Das Prinzip der Wettervorhersage wurde dann, die atmosphärischen Diskontinuitätslinien zu entdecken, ihre Bewegung zu verfolgen und vorauszusagen. Und für dieses Ziel konnte der anfänglich benutzte Apparat erheblich vereinfacht werden. Die intimen Relationen, die unter den verschiedenen Elementen bestehen, machten es allmählich überflüssig, nebeneinander die Karten für jedes einzelne Element zu zeichnen. Gab man nur auf die plötzlichen Änderungen acht, die jedes derselben an den Diskontinuitätslinien erlitt, so hatte man die Hauptsache. Selbst das Zeichnen der Stromlinienkarten, die vom Anfang an eins der wichtigsten Hilfsmittel gewesen waren, um die Diskontinuitäten zu entdecken, wurde in der täglichen Praxis entbehrlich. Die Diskontinuitäten wurden so wie so entdeckt, nachdem man Blick für sie gewonnen hatte, und die Isobarenkarte zugleich mit dem barischen Windgesetz oder Verallgemeinerungen desselben gab die hinreichende Darstellung der Bewegung.

Die Arbeit verläuft jetzt in den großen Zügen folgendermaßen. Wenn alle Beobachtungen auf der Karte eingetragen sind, sucht man erst die Stellen auf, wo deutliche Sprünge der Temperatur, der Windrichtung oder der Windstärke und desgleichen zwischen Nachbarstationen vorliegen. Ebenfalls sucht man die Stellen, wo nach Vergleich mit der Karte für den vorhergehenden Termin ein oder mehrere Elemente Veränderungen erlitten haben, die ihrer Größe und Art nach nicht erklärt werden können durch die tägliche Periode oder andere stetig wirkende Ursachen. Die Stellen, wo man somit plötzliche Sprünge nachweisen kann, ordnen sich immer auf Linien an, die man dann zeichnet. Zum großen Teil wird die Jagd nach den Diskontinuitäten schon mit dem Zeichnen der Isobarenkurven verbunden, die nach den Diskontinuitätslinien die wichtigsten Linien der Karte sind.

Wenn dann die Isobaren und die Diskontinuitätslinien fertig gezeichnet vorliegen, nimmt man einen möglichst eingehenden Vergleich mit der Karte des vorhergehenden Termins vor. Dadurch gelingt es gewöhnlich, die Diskontinuitätslinien von Karte zu Karte zu identifizieren, so daß man sieht, wie sie sich verschoben haben. Auch während dieses Vergleiches entdeckt man neue Diskontinuitätslinien — wie schwach sie auch sind, so haben sie immer ihre Bedeutung für das Wetter. Besonders das schwierige lokale Wetter hängt von solchen kleinen Gebilden ab. In dieser Weise untersucht man so genau wie möglich alles, was seit dem letzten Termin geschehen ist; das ist die Kontrolle der vorhergehenden Prognose und die Vorbereitung der folgenden.

Man schließt dann in folgender Weise: wenn diese Diskontinuitätslinie sich wie bisher bewegte, würde sie bis zum nächsten Termin zu dieser Stelle hingelangt sein. Da aber der kalte Luftkeil hier Luft anderer Temperatur als vorher wegzudrängen hat und auch unter anderen Bedingungen des Geländes steht, wird seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit modifiziert. Er wird beschleunigt, retardiert oder ganz aufgehalten. Weiter: an dieser Stelle wird Luft hoher Temperatur und großer Feuchtigkeit gezwungen werden, sich aufwärts entlang der schiefen Ebene zu bewegen, die die unten liegende kalte Luft begrenzt. Das wird zu starken Wolkenbildungen und Niederschlag Anlaß geben. Hier dagegen hat dieselbe warme und feuchte Luft Gelegenheit, sich in horizontalen Bahnen zu bewegen, da ist keine Gefahr für Regen. Hier liegen ungleich temperierte Massen neben

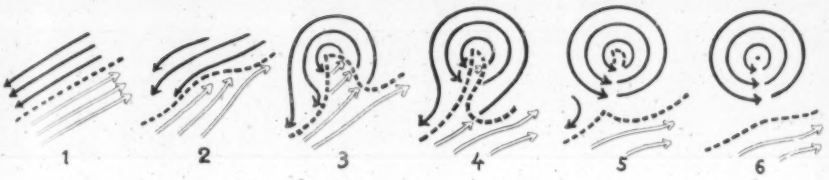



Fig. 1. Entwicklungsgeschichte einer Zyklone.

einander: die dadurch vorhandene potentielle Energie muß sich bald in kinetische umsetzen, man hat Zyklonenbildung zu erwarten usw.

Ich gebe diese Überlegungen nur andeutungsweise, — die jungen Leute, die die Methode begründet haben, werden, sobald es ihre Arbeiten ihnen gestatten, die vollständige Darstellung ihrer Methoden geben. Dagegen muß ich etwas näher die empirischen Befunde erörtern, die bei diesem täglichen Studium der atmosphärischen Diskontinuitätsflächen gemacht sind. Sie sind in den beiden letzten Abhandlungen von J. Bjerknes und H. Solberg dargestellt worden[1]).

Die Zyklonen der temperierten Zone treten bei Gleichgewichtsstörungen der atmosphärischen Diskontinuitätsflächen auf. Die Lebensgeschichte einer solchen Zyklone ist die folgende: Eine Diskontinuitätsfläche, die in Bewegung war, wird unter gewissen Verhältnissen haltmachen. Man hat dann eine ruhende Fläche, die zwei tangential zur Fläche gehende entgegengesetzte Ströme trennt. Dieser Zustand erweist sich aber als instabil. Die Fläche erhält eine Einbuchtung, eine Zunge warmer Luft drängt in die kalten Massen hinein. Diese Einbuchtung pflanzt sich wellenförmig längs der Fläche fort. Dabei wird sich die warme Zunge immer in die kalte Luftmasse hinein verlängern, und gleichzeitig an ihrer Wurzel schmäler werden. Zuletzt wird die warme Zunge abgeschnitten. Um diese Zeit hat die Zyklone ihre größte Intensität, und ihre größte Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Allmählich verschwindet aber die warme Luft nach oben, die wellenartige Fortpflanzung hört auf, und die Zyklone stirbt nach und nach als ein stationärer Wirbel aus, im Durchschnitt nach einem achttägigen Leben.

Eine der wichtigsten Folgen dieses empirischen Befundes ist, daß wir nicht mehr über die dynamische Natur der Zyklonen im Zweifel sein können. Sie haben den Charakter wirklicher Wellen, nur daß wir mit in Betracht nehmen müssen, teils den überwältigenden Einfluß, den die Erdrotation auf Wellen dieser Dimensionen ausübt, teils die vollständige Kontinuität zwischen Welle und Wirbel, die aus der verallgemeinerten Wirbeltheorie folgt. Der Weg zu der mathematischen Behandlung dieser „Zyklonwellen" liegt jetzt völlig offen[1]).

Um zu dem empirischen Befunde zurückzukehren, so kommt eine solche Welle oder Zyklone selten alleine. Meistens sieht man drei bis vier, die sich in verschiedenen Stadien ihrer Entwickelung befinden, aufeinander folgen.

Nach der Passage einer solchen Zyklonenfamilie folgt gern hoher Druck mit polaren Winden. Dann kommt eine neue Diskontinuitätsfläche mit ihrer Zyklonenfamilie. Dies wieder-

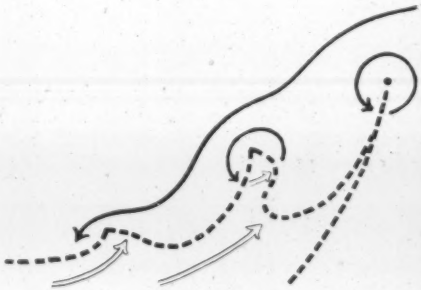


Fig. 2. Zyklonenfamilie.

holt sich mit auffälliger Regelmäßigkeit. Die neuen Familien kommen mit durchschnittlich $5^1/_2$ Tagen Zwischenraum, gewöhnlich mehr oder weniger deutlich voneinander getrennt durch einen polaren Luftstrom mit entsprechendem Hochdruck.

Die einfachste Deutung dieser Gesetzmäßigkeit ist die folgende. Alles verläuft, als ob von

1) J. Bjerknes und H. Solberg, Meteorological Conditions for the Formation of Rain. Geophysik. Publikationen Vol. II, No. 3. Kristiania 1921. — Life Cycle of Cyclones and the Polar Front Theory of Atmospheric Circulation. Ibid. Vol. VIII, No. 1, 1922.

1) V. Bjerknes, On the Dynamics of the Circular Vortex with Applications to the Atmosphere and Atmospheric Vortex and Wate Motions. Geophys. Publ. Kristiania Vol. II, No. 4.

dem Pol vier Luftströme ausgehen, die kalte Luft gegen die Tropen führen. Dieses Stromsystem rotiert um die Erde herum in 22 Tagen in der Richtung von W nach O. Während dieser Rotation hängen die unteren Enden der polaren Luftströme nach, so daß diese Ströme ihre Hauptrichtung von NO nach SW haben. Längs der vorderen Ränder dieser Luftströme — jeden solchen Rand kann man eine Polar-

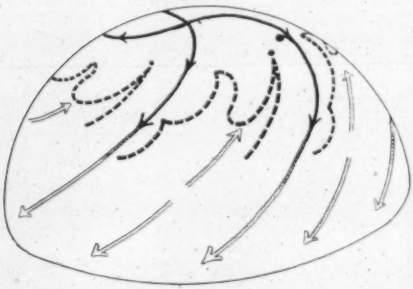


Fig. 3. Allgemeine atmosphärische Zirkulation.

front nennen — pflanzen sich die Zyklonen von den äquatorialen nach polaren Breiten fort. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen wird dadurch größer als die des rotierenden Stromsystemes, dem sie angehören. Längs der hinteren Ränder der polaren Luftströme hat man den Hochdruck und die antizyklonischen Verhältnisse. Diese Antizyklonen haben dann dieselbe langsame Rotation um die Erde herum wie das Stromsystem.

Die Verteilung von Land und Meer, verbunden mit den Jahreszeitschwankungen, bringt zahlreiche Störungen in diese Regelmäßigkeit hinein. Ein Polarstrom kann für kürzere oder längere Zeit abgeschnitten werden, so daß er nicht mehr in die Passate hinunterreicht. Oder er kann für kürzere oder längere Zeit an der westlichen Küste eines Kontinents haltmachen, während das übrige System seine Bewegung fortsetzt. Dies kann aber nicht die dahinterliegende feste Gesetzmäßigkeit verdecken. Man hat in dem geschilderten Idealsystem der atmosphärischen Zirkulation, könnte man sagen, ein Nebenstück zu den Keplerschen Gesetzen für die Planetenbewegungen: man kennt einen Normalverlauf, und braucht bei den einzelnen Prognosen sich nur um die Abweichungen von diesem Normalverlauf zu kümmern. Dabei sind aber selbstverständlich die Abweichungen ganz anderer Größenordnung als diejenigen, die die Astronomen als Korrektionen zu den Normalbewegungen der Planeten nach den Keplerschen Gesetzen zu berechnen haben.

Daß die somit gefundenen Gesetzmäßigkeiten von größter Bedeutung für die praktische Wettervorhersage sein werden, ist ohne weiteres klar. Ich werde deshalb in diesem Zusammenhange die praktischen Resultate etwas näher erörtern. Ich werde nur direkt die Resultate für Norwegen erwähnen. Aber prinzipiell wird die Methode auch für die Bedingungen im Inneren der Kontinente anwendbar sein, und Untersuchungen dieser Art sind auch schon mit Erfolg durchgeführt worden.

Dabei muß ich aber gleich hervorheben, daß die Grundlage der Wettervorhersage, die internationale Wettertelegraphie, auf alten Übereinkommen beruht, und ganz und gar den Erfordernissen der älteren Methode angepaßt ist. Unser Kampf in den letzten Jahren während der Neuorganisationsperiode der Meteorologie nach dem Kriege, um Verbesserungen zu erreichen, hat nicht viel genützt. Die für uns wichtigsten Telegramme aus Irland, den Schottischen Inseln, den Färöer und Island gestatten uns nicht nach unserer Methode eine wirkliche Analyse des Wetters durchzuführen, das über diesen Gegenden hinstreicht, um 10, 15 oder 20 Stunden später bei uns anzulangen. Wettermeldungen von außen, wie wir sie wünschen, erhalten wir überhaupt nur von der isolierten Eismeerinsel Jan Mayen, wo wir vor einem Jahre eine Station errichteten, und von den skandinavischen Amerikaschiffen. Die englischen und französischen Schiffe, die von den Atlantischen Gewässern funken, senden leider auch Wettermeldungen mit sehr armseligem Inhalt von diesem außerordentlich wichtigen Beobachtungsgebiete. Dieselbe meteorologische Knappheit zeichnen leider auch die Telegramme aus, die in der letzten Zeit aus Amerika gekommen sind.

Das System ist deshalb von unserem Gesichtspunkt aus sehr unvollkommen. Hätten wir nicht die wertvollen Meldungen der skandinavischen Amerikaschiffe, die uns, allerdings mit periodischen Unterbrechungen, vollständige Schnitte durch eine oder mehrere Zyklonenfamilien schaffen, so wären die Verhältnisse für uns sehr ungünstig. Es zeigt sich auch auffällig, wie die Trefferprozente deutlich auf- und abgehen, je nachdem eines oder mehrere von unseren Schiffen in dem ausschlaggebenden Teile des Ozeans sich befinden oder nicht.

Aber im großen und ganzen ist also das System das alte. Dazu kommen die selbstverständlichen Schwierigkeiten eines Landes mit so ausgesetzter Lage, mit einer Ausdehnung über

13 Breitegrade, mit seinen Gebirgen und seiner verwickelten Topographie, die das Land in meteorologische Provinzen teilt von größeren Gegensätzen als sonst weit geschiedene Länder. Die neue Methode hat deshalb ihre Probe unter schweren Bedingungen zu bestehen gehabt.

Dennoch ist das Resultat erreicht worden, daß unsere gesamte Fischerbevölkerung die Wettermeldungen, und besonders die Sturmwarnungen, mit voller Zuversicht aufnehmen. Trotz der unvermeidlichen Unvollkommenheiten betrachtet sie sie, wie aus offiziellen Dokumenten hervorgeht, schon als eine notwendige Stütze ihrer Arbeit, auf die sie nicht mehr verzichten können. Klagen kommen nur in der Richtung vor, daß Telegraph und Signale nicht hinreichen, um die Vorhersagen an alle Fischerplätze und an alle Fischeransiedlungen zu verbreiten.

Die Landwirte sind natürlich schwieriger zu befriedigen, weil sie so stark von den kleinen Einzelheiten des Wetters abhängen, die wir erst werden bewältigen können, sobald wir eine wirkliche Feinanalyse des Wetters auf den britischen Inseln, den Färöern und Island mit den umgebenden Gewässern durchführen können. Aber dennoch liegen von einer Reihe von Distrikten, die nicht allzu schwierig liegen, sehr vorteilhafte Berichte vor über den Nutzen der Vorhersagen.

Die Vorhersagen des Wetters für den folgenden Tag sind in der letzten Zeit auch durch langfristige Prognosen ergänzt worden, die den allgemeinen Charakter des Wetters für die kommenden drei bis sieben Tagen geben. Die Grundlage bilden hier die Gesetzmäßigkeiten, auf die ich hingedeutet habe unter Vergleich mit den Keplerschen Gesetzen. Die erweiterte Wettertelegraphierung von dem Atlantischen Meere und in letzter Zeit auch von Amerika, macht es nämlich schon zu einem gewissen Grade möglich, sich über die Dispositionen der nächsten Zyklonenfamilie zu orientieren, und die Folgen davon für die bevorstehende Passage vorauszusehen. Und trotz der äußerst mangelhaften telegraphischen Nachrichten scheinen diese langfristigen Prognosen wenigstens ebensogut zuzutreffen, wie die kurzfristigen, wenn nicht besser. Denn die Zyklonenfamilien bewegen sich mit weit größerer Regelmäßigkeit als die einzelnen Zyklonen.

Viel wichtiger aber als die erreichten Trefferprozente sind die Analysen des Ursprunges der Nieten, die uns die Methode durchzuführen gestattet. Sobald nämlich das Wetter unser eigenes Land erreicht hat, mit seinem nach den Anforderungen der neuen Methode zugeschnittenen Beobachtungsnetz, können wir die vollständige Analyse durchführen. Wir können die Diskontinuitäten finden, die es uns nicht gelang zu entdecken als sie Schottland, die Färöer oder Island passierten. Danach können wir das Problem umkehren, und die Prognose rückwärts machen. Wir können die charakteristischen Eigentümlichkeiten bestimmen, die das Wetter gestern, sagen wir in Schottland hatte, und die fehlenden Beobachtungen angeben, deren rechtzeitiges Eintreffen uns zu der richtigen Prognose für unser eigenes Land geführt hätte. Diese rückwärts gehenden Prognosen können wir nachträglich kontrollieren durch die später zugänglichen vollständigeren Beobachtungen. Sie geben eine hohe Trefferzahl.

Vom rein wissenschaftlichen Standpunkte aus zur Prüfung der Methoden, sind diese rückwärts gehenden Prognosen gleichwertig mit den direkten. Sie geben uns die volle Sicherheit, daß, wenn wir erst die volle Harmonie zwischen den telegraphischen Meldungen und den Erfordernissen der Prognosenmethode zuwege gebracht haben, die Vorhersagen einen hohen Sicherheitsgrad erreichen werden. Und diese Harmonie wird in Wirklichkeit durch sehr einfache Reformen bewerkstelligt werden können. Das zeigt der Chiffrierschlüssel, der jetzt zwischen Norwegen und Schweden und für die Meldungen von Jan Mayen und den skandinavischen Amerikaschiffen eingeführt ist, und der sich ausgezeichnet bewährt hat.

Wenn dann einmal in der Zukunft sämtliche Länder der nördlichen Halbkugel zu einem einzigen zusammenhängenden meteorologischen Ganzen gesammelt worden sind — wie es die transkontinentale und transozeanische Luftfahrt früher oder später verlangen wird —, so wird man wirklich günstige Verhältnisse für die Prognosen erhalten, für die langfristigen wie die kurzfristigen.

Wir können somit guten Grund haben, auf die Zukunft der Wettervorhersage optimistisch zu sehen, und zwar aus schwerwiegenden Gründen. Den gewichtigsten habe ich jedoch noch nicht erwähnt.

Ich habe schon die einfachen Überlegungen angedeutet, die man in der neuen Methode der Wettervorhersage anwendet. Man wird gleich den physikalischen Charakter dieser Überlegungen bemerkt haben. Analysieren wir aber jetzt etwas genauer ihre eigentliche Grundlage: die Identifizierung der Diskontinuitäten und das Studium ihrer Bewegung von Termin zu Termin. Was sich materiell bewegt, ist selbstverständlich nicht die mathematische Diskontinuitätsfläche, sondern die materiellen Massen auf den

beiden Seiten derselben. Nach der hydrodynamischen Grenzflächenbedingung haben diese Massen dieselbe Bewegung wie die Fläche in normaler Richtung, und dazu eine für die beiden Massen verschiedene Gleitbewegung an der Fläche entlang. Wenn wir deshalb mittels der tangentiellen Geschwindigkeitssprünge die Diskontinuitätsflächen entdecken und darauf ihre Verschiebung bestimmen, so bestimmen wir die Ortsänderungen gewisser bewegter Massen. Und wir führen diese Bestimmung durch, eben für die Massen, auf die es ankommt, die Massen, die Gelegenheit haben, sich nicht bloß horizontal, sondern auch — unter Zustandsänderung — vertikal zu bewegen, indem sie längs der Fläche aufwärts und abwärts gleiten. Wenn wir deshalb die neue Methode der Wettervorhersage so kurz wie möglich charakterisieren sollen, so können wir es nicht besser tun als durch die Worte:

Wir suchen den neuen Ort der bewegten Luftmassen, und den Zustand, in dem sie denselben erreichen.

Mit anderen Worten, das Problem ist gelöst eben in der ideellen Form, die wir nach dem Vorbild der Astronomie aufgestellt haben. Oder die Methode ist nach dem Programm des Leipziger Instituts gelöst. Es ist im Prinzip dieselbe Methode, die Sverdrup und Holtsmark, und später Richardson in verschiedenen Formen angewendet haben. Nur hat man bei der praktischen Lösung des Problems vorläufig keinen explizite rechnenden oder geometrisch konstruierenden Gebrauch der Gleichungen der Physik gemacht, sondern deren Inhalt durch Abschätzungen verwendet, gelegentlich unterstützt durch schnelle Messungen mit dem Maßstabe auf der Karte. Bei der fortgesetzten Entwickelung werden die beiden Methoden, die praktisch qualitative und die theoretisch quantitative, unvermeidlich zusammenschmelzen. Denn beide bauen auf derselben Grundlage, dem Verständnis der Erscheinungen nach den Grundprinzipien der Physik.

Alles scheint deshalb zurecht zu liegen für eine Entwickelung der Meteorologie nach dem Vorbilde der Astronomie, und zwar viel besser als ich zu hoffen gewagt hatte, als ich die Sache von diesem Gesichtspunkte aus aufnahm. Denn auf empirischem Wege ist ein Normalverlauf der atmosphärischen Ereignisse gefunden, entsprechend dem Normalverlaufe der Planetenbewegungen nach den Keplerschen Gesetzen. Und gleichzeitig eröffnet sich der Weg, die Gesamtheit der Erscheinungen, den Normalverlauf wie die Störungen nach den grundlegenden Gesetzen des großen Erfahrungsgebietes der Physik qualitativ und quantitativ zu behandeln, um nach diesen tief liegenden Erfahrungen das Hertzsche Forschungsprogramm zu realisieren: die denknotwendigen Bilder der künftigen Zustände zu konstruieren.

Wenn ich zu dem alten Bilde zurückkehren darf: der Tunnel hat sich geöffnet, die Fahrt durch ihn hat angefangen. Die Natur hat uns die Arbeit leichter gemacht als wir jemals zu hoffen gewagt hatten.

* * *

Ich kann diesen Vortrag nicht beenden, ohne der Universität Leipzig meinen tiefgefühlten Dank auszusprechen für das Vertrauen, das sie mir gezeigt hat, als sie mir die Errichtung des Leipziger Geophysikalischen Institutes überließ. Denn mit diesem Namen sind die bisherigen Erfolge innig verknüpft. Hart ist aber das Schicksal dieses Instituts gewesen. Seine sämtlichen männlichen Schüler zogen in den Krieg, mehr als die Hälfte, um nicht zurückzukehren. Und mein unschätzbarer Mitarbeiter, Mitbegründer und Nachfolger, Professor Robert Wenger, ist auch nicht mehr. Aber trotz alledem besteht meine Hoffnung, daß das Institut seinen Platz in erster Linie der neuen Entwickelung beibehalten wird. Möchte das so werden!

## Diskussion.

O. Wiener-Leipzig: Als einer der Väter des Gedankens der Begründung eines Geophysikalischen Instituts in Leipzig darf ich wohl meiner besonderen Freude Ausdruck geben über die unerwartet raschen Fortschritte, die Prof. Bjerknes mit seiner Bergener Schule in der Wettervorhersage gemacht hat und einiges zur Geschichte des Instituts nachtragen. Als im Jahre 1909 der von Dresden kommende Professor Pfaff einen Luftfahrerverein in Leipzig gründete, hielt ich es für meine Pflicht, an dessen Arbeiten teilzunehmen, erkannte aber bald, daß hier Größeres auf dem Spiele stand, das einer besonderen Unterstützung bedurfte. Die genaue Erkundung der Wind- und Wetterverhältnisse ist offenbar für die Luftfahrt von grundlegender Bedeutung. Nun hatten wir in Deutschland auf anderen Gebieten bereits hervorragende Vertreter und Institute der Geophysik, so in Göttingen das Professor Wiechert unterstellte Institut, das in erster Linie die eigentliche Erdphysik und Seismik pflegt. Auch die Klimatologie war vorzüglich und reichlich vertreten, ebenso die experimentelle Aerologie durch Aßmann und Hergesell. Aber es fehlte bisher ein Institut für theoretische Meteorologie. Nun war mir bekannt, daß Professor Bjerknes,

damals in Christiania, schon vor längerer Zeit wichtige aerodynamische Analogien zu der Elektrodynamik gefunden hatte, die für die Zirkulation der Atmosphäre von Bedeutung waren, ebenso daß er neuerdings mit einer Reihe von Schülern andere wichtige Vorstöße auf dem Gebiete der theoretischen Meteorologie gemacht hatte. So kam es, daß 1913 auf Vorschlag der Philosophischen Fakultät das Ministerium Prof. Bjerknes berief und in großzügiger Weise die ihm nötig erscheinenden Mittel und Einrichtungen bereit stellte. Das Institut nahm einen raschen Aufschwung und würde, wenn es längere Zeit hätte ungestört arbeiten können, gewiß Deutschland einen Vorsprung in der für den Krieg so wichtig gewesenen Wettervorhersage verbürgt haben. Der bald ausbrechende Krieg aber legte, wie Sie gehört haben, die Tätigkeit des Instituts lahm und Prof. Bjerknes sah sich genötigt, nach Norwegen zurückzukehren. Bjerknes' Assistent, der in seine Pläne vorzüglich eingeweihte und erfolgreich weiterarbeitende Prof. Wenger übernahm die Leitung und nach Wiederkehr des Friedens schien ein neuer Aufschwung des Instituts bevorstehend, als durch einen Unglücksfall, eine tödliche Grippe, Prof. Wenger aus dem Leben schied. Der Weiterverfolgung der alten Ziele des Instituts scheint sein Name als „Geophysikalisches Institut" eine gewisse Schwierigkeit zu bereiten. Ich darf deshalb zur Aufklärung mitteilen, daß es ursprünglich durchaus als Institut für theoretische Meteorologie gedacht war und dafür eingerichtet ist, und für den allgemeineren Namen war lediglich der Wunsch von Prof. Bjerknes maßgebend, der sich die Möglichkeit offen halten wollte, seine und des Instituts Tätigkeit auch auf andere Gebiete der Geophysik auszudehnen, da ja die dynamische Theorie der festen Erde in vielfachen Beziehungen steht zur Theorie der sie umgebenden Lufthülle. Es scheint mir außerordentlich wichtig zu sein, an dem Plane festzuhalten, daß das Institut in erster Linie ein Institut für theoretische Meteorologie bleibe; denn die früher in Deutschland ausgebildeten Meteorologen entbehren begreiflicherweise meistens der gründlichen mathematischen und physikalischen Durchbildung, die die Voraussetzung für ein tieferes ursächliches Verständnis der Wettervorgänge bildet. Eine solche Ausbildung unserer Meteorologen erscheint aber zu Nutzen der deutschen Landwirtschaft im gegenwärtigen Augenblick besonders begehrenswert. Gerade die neuesten Erfolge der Bergener Meteorologen haben gezeigt, daß im Gegensatz zu der früher mehr beliebten summarischen Behandlung atmosphärischer Vorgänge die physikalisch-theoretische Behandlung des einzelnen Falles besonders tiefe Aufschlüsse über den Wechsel des Wetters ergibt. Es ist deshalb sehr zu wünschen, daß es gelinge, für Prof. Wenger einen Nachfolger zu gewinnen, der imstande sein wird, das Institut in der bewährten Richtung weiterzuführen. Selbstverständlich wäre es durchaus zu begrüßen, wenn auch an anderen Stellen in Deutschland ähnliche Institute erstünden.

Perlewitz-Cuxhaven: Die neue Ergänzungsmethode der Diskontinuitätslinien wird auch in Deutschland mit Erfolg angewandt. Kurzfristige Prognosen rechnen mit 90 Proz. Sicherheit, langfristige, 3—7 tägige mit geringerer, wenn man die Prognose nicht allzu allgemein hält. Nicht nur Schiffsbeobachtungen vom Atlantik, sondern auch Höhenbeobachtungen, Temperaturen usw. sind für Prognose wie auch für den Luftverkehr nötig, so daß jetzt auch die Höhenmeteorologie und Höhenprognose ihre erste praktische Anwendung im Verkehrswesen gewonnen hat.

Polis-Aachen betont die Schwierigkeit der Vorhersage in Europa — namentlich im westlichen Teile — im Gegensatz zu Amerika. Zur Verbesserung der Fernprognosen ist die Herstellung von Wetterkarten der gesamten Nordhemisphäre erforderlich, um die Ausbreitung des Azorenhochs, der Entwicklung von Tiefdruckgebieten bei Island, sowie die Druckverteilung über Asien übersehen zu können. Klassische Beispiele bilden die Luftdruckverteilung der beiden letzten Jahre, so des Trockensommers 1921, der an die Entwicklung kontinentaler Hochdruckgebiete gebunden war und des kühlen Regensommers 1922; das Azorenhoch breitete sich zwar nach dem Kontinent aus, indes eine zentrale Hochdrucklage gelangte nicht zur Ausbildung. Derartige Arbeiten über die Verschiebung der Aktionszentren sind am Aachener Observatorium in Angriff genommen worden. Die Bjerknessche Theorie dient in erster Linie der Verbesserung kurzfristiger Vorhersagen.

Wigand-Halle: Der wissenschaftliche Fortschritt, wie er durch die Bergener Methode der Diskontinuitätsflächen für die Wettervorhersage erreicht wurde, ist unbestreitbar groß. Läßt sich über die praktische Treffsicherheit dieser Methode in Norwegen etwas aussagen im Vergleich zur Treffsicherheit der bisherigen Methoden, etwa in Deutschland oder Nordamerika, besonders von Wenger in Leipzig, der ja ebenfalls mit den Diskontinuitätsflächen arbeitete.

Bjerknes (Antwort): Die Vorhersagen des norwegischen Wetterdienstes gehen viel mehr in Einzelheiten als ältere. Durch jede neue Einzelheit gibt man sich leicht eine Blöße und

man bekommt niedrigere Trefferprozente, als wenn man die Prognose mehr summarisch gemacht hätte. Hohe Treffpunkte sind oft die Belohnung für die Kunst, einer Prognose die Form eines möglichst vieldeutigen Orakels zu geben. Ein direkter Vergleich ist deshalb sehr schwer. Eine ganz andere Bedeutung haben die Aussagen derjenigen, die in ihrer täglichen Arbeit die Prognosen benutzen. Der statistisch gefundene Komplex von Treffpunkten für jedes einzelne vorausgesagte Ereignis mit zugehörigen Zeitbestimmungen ist nützlich zur internen Selbstkontrolle, aber für das Publikum unverständlich. Und zwar ist diese Selbstkontrolle am effektivsten, wenn man solche Prinzipien der Statistik wählt, daß man Prozente in der Nähe von 50 und nicht in der Nähe von 100 erhält.

**R. Emden (München), Über den Bau und die Entwicklung der Sterne.** (Mit Tafel XII.)

Es ist meine Aufgabe, meine Damen und Herren, Sie mit neueren Anschauungen über den Bau und die Entwicklung der Sterne bekannt zu machen, soweit dies in der kurzen, zur Verfügung stehenden Zeitspanne möglich ist.

Die Sterne geben uns Kunde von ihrem Zustande nur durch Lichtsignale, zu deren Entzifferung wir in erster Linie auf Spektralanalyse angewiesen sind. Ursprünglich nur zur chemischen Analyse benützt, hat sie für den Astrophysiker diese ihre Zweckbestimmung vollständig geändert. Wir sind zur Anschauung gelangt — mit welcher Berechtigung, soll hier nicht untersucht werden, — daß das Baumaterial aller Sterne im wesentlichen gleich ist, gleich wie bei Sonne und Erde; und die Spektralanalyse dient nicht mehr zur chemischen Untersuchung dieses gleichartigen Materiales, sondern zur physikalischen Analyse der Bedingungen, unter denen dasselbe zum Aufbau verwandt wird.

Die Spektren der Fixsterne, so verschieden sie sich ergeben, lassen sich in eine kontinuierliche Reihe einordnen, die man aus zweckmäßigen Gründen in Klassen abgeteilt hat. Die heute gebräuchlichste Einteilung ist die Cannonsche, auch 2. Harvardeinteilung genannt. Darnach gibt es in erster Linie 6 Spektralklassen

B, A, F, G, K, M;

für genügend kontinuierlichen Übergang sorgen in jeder Klasse Unterabteilungen, in der Regel deren 10. Zwar lassen sich vor B zwei weitere Typen P und O, und nach M Typen R, N .... anfügen, doch handelt es sich dann um äußerst seltene Himmelsobjekte. Denn beinahe 99 Proz. der rund 220000 bekannten Sternspektren lassen sich in diesen 6 Klassen unterbringen.

Fig. 1 (Tafel XII) zeigt typische Vertreter dieser 6 Spektralklassen. Das Spektrum M wird von roten Sternen geliefert. Blau und Violett, die hier nur schwach vertreten sind, kommen in der Figur nach oben gehend immer mehr zur Geltung, und dementsprechend ändert sich die Farbe. In Klasse G, zu der unsere Sonne gehört, ist das Licht bereits gelb geworden, und die B-Sterne strahlen in dem weißesten Lichte, das wir überhaupt kennen. Daraus folgt unmittelbar, daß diese Spektrenfolge durch die Temperatur der leuchtenden Fläche bedingt ist, die, wie sich zeigen wird, von rund 3000 bis $4000^0$ in Klasse M, bis rund $18000—20000^0$ in Klasse B, ansteigt. Wir sehen weiter, daß der Linienreichtum der Spektren mit wachsender Temperatur stark abnimmt. Das Spektrum B zeigt außer Wasserstoff hauptsächlich Linien von Helium und Sauerstoff. Mit sinkender Temperatur verschwinden diese; dafür treten die Wasserstofflinien verstärkt auf, um in Klasse A ihre stärkste Entwicklung zu erreichen und erst in Klasse K fast vollständig wieder zu erlöschen. Weiter treten mit abnehmender Temperatur die bekannten Kalziumlinien H und K immer kräftiger auf, um nach Höchstentwicklung in K, in M wieder zu verschwinden. Und weiter ist für unsere späteren Betrachtungen wichtig, daß von Klasse A ab eine neue Kalziumlinie $g = 4227$ A auftritt, deren Intensität nach unten ständig zunimmt. In Klasse G sind über 20000 Linien gemessen, deren Mehrzahl aber noch ihrer Deutung harrt.

Die Quantität dieser ausgesandten Strahlung wird, da die Sterne in verschiedener Entfernung leuchten, selbstverständlich nicht durch ihre beobachtbare Helligkeit (Größenklasse) bestimmt. Jedoch für Sterne, deren Entfernungen (Parallaxen) bekannt sind, lassen sich aus den beobachteten Helligkeiten leicht die Helligkeiten berechnen, die sie alle, in dieselbe Entfernung versetzt, zeigen würden. (Üblich ist die der Parallaxe von 0.1″ entsprechende Entfernung, die das Licht in 32,6 Jahren zurücklegt.) Diese Helligkeiten nennt man absolute Helligkeiten; denn sie sind nicht nur unter sich direkt vergleichbar, sondern sind auch ein Maß für die ausgesandten Strahlungsmengen, da die Sonne, deren Strahlung absolut bekannt ist, in jene Entfernung versetzt, sich als Stern 4,9. absoluter Größe ergibt. Fig. 2 gibt für ca. 2000 Sterne den überraschenden Zusammenhang zwischen Spektralklasse und absoluter Helligkeit. (Für eine Sternstatistik müssen die durch ○ gekennzeichneten Cepheiden und Cepheiden ähnlichen Sterne, die durch besondere Eigentümlichkeiten

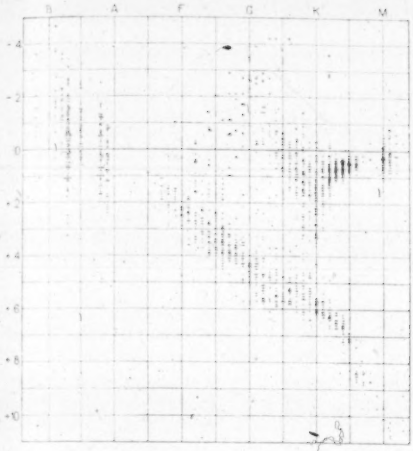



Fig. 2. Verteilung von ungefähr 2100 Sternen mit Rücksicht auf Spektralklassen (Abszissen) und absolute Größe (Ordinaten). Die Punkte und Kreise entsprechen den einzelnen Sternen. Die B-Sterne liegen in der Orion- (Kreise) oder Scorpius-Centaurus-Gegend (Punkte), untersucht durch Kapteyn. Die absoluten Größen der übrigen Sterne sind durch Adams und dessen Mitarbeiter spektroskopisch bestimmt worden. Für die Klasse A—M entsprechen den Kreisen Cepheiden und Cepheiden ähnliche Sterne.

ausgezeichnet sind, außer Betracht bleiben.) Die Sterne gruppieren sich deutlich in einen horizontalen und einen geneigten Streifen von je ungefähr 2,5 Größenklassen Breite, die sich in F schneiden[1]). Einer Zunahme von 2,5 Größenklassen entspricht eine Zunahme der Strahlung auf das Zehnfache. Mit Rücksicht auf die Ungenauigkeit der Parallaxenbestimmung, sowie die Größenordnung der ausgesandten Strahlung können Strahlungsmengen, die nur im Verhältnis 1 : 10 stehen, als im wesentlichen gleich angenommen werden. Beachten wir erst die Sterne von der Spektralklasse M! Sie sind durchschnittlich entweder von der Größenklasse 0,2 oder 10,5; Zwischengrößen fehlen vollständig. Darnach strahlen die ersteren rund 10000 mal stärker, wie die letzteren, trotzdem sie, als derselben Spektralklasse angehörend, gleiche Temperatur der strahlenden Oberfläche besitzen. Das ist offenbar nur so möglich, daß die strahlende Fläche der absolut helleren M-Sterne 10000 mal, ihre Radien also 100 mal größer sind, wie die entsprechenden Größen bei den absolut dunkleren M-Sternen. Die Erde, hundertfach linear vergrößert, würde zu einer Kugel vom Volumen der Sonne anschwellen. Die Sterne der M-Klasse gehören also zwei scharfgetrennten Gruppen von Kugeln an, deren Volumina sich wie Sonne und Erde verhalten. Sie sind, kurz gefaßt, entweder Riesensterne oder Zwergsterne, welche treffende Bezeichnung sich eingebürgert hat. Mit steigender Temperatur (Spektralklasse) wird der Helligkeitsunterschied und damit das Verhältnis der strahlenden Flächen der beiden Gruppen, in welche sich die Sterne derselben Spektralklasse sondern lassen, immer kleiner und in Klasse F, dem Schnittpunkt des horizontalen und schiefen Streifens, ist der Unterschied zwischen Riesensterne und Zwergsterne verschwunden. Da mit steigender Temperatur (Spektralklasse) die Strahlung der Riesensterne konstant bleibt, da sie im horizontalen Streifen liegen, muß ihre leuchtende Oberfläche mit steigender Spektralklasse abnehmen, und der Riesenstern geht allmählich in einen Zwergstern über. Die größten Sterne sind deshalb unter den roten Riesensternen zu suchen. Um vielfachen Mißverständnissen zu begegnen, betone ich, daß sich der Ausdruck Riesen und Zwerge nur auf das Volumen, ja nicht auf die Masse bezieht. Wir sind vielmehr zu der Anschauung berechtigt, daß alle Sterne nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ aus im wesentlichen gleicher Masse wie unsere Sonne bestehen. Es ist kein Doppelsternsystem bekannt, dessen Gesamtmasse mehr als 40—50 Sonnenmassen beträgt und Systeme mit mehr als 10 Sonnenmassen sind schon äußerst selten. Und somit folgere ich mit entsprechender Annäherung den Satz:

Die pro Gramm Sternmaterie abgegebene Strahlungsmenge ist für alle Riesensterne, unabhängig von deren Temperatur, gleich und nimmt bei den Zwergsternen mit sinkender Temperatur ab.

Diese Strahlungsmenge[2])

$Q = \frac{L}{M}$, $L$ die ausgesandte Strahlung des Sternes pro Zeiteinheit, $M$ die Sternmassse

beträgt für diese Riesensterne

$Q = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$ cal/gr. sec, für $M = 1$ Sonnenmassen,

$Q = 2{,}7 \cdot 10^{-7}$ cal/gr. sec, für $M = 10$ Sonnenmassen,

welche Werte der Größenordnung nach richtig sein dürften.

Für die Sonne ergibt sich mit genügender Sicherheit

$$Q = 4{,}7 \cdot 10^{-8} \text{ cal/gr. sec}$$

und für die Erde läßt sich abschätzen

$$Q = 1{,}5 \cdot 10^{-18} \text{ cal/gr. sec.}$$

Um die Dichten der Sterne beurteilen zu

können, müssen noch deren Durchmesser bestimmt werden, ein scheinbar unlösbares Problem, da die Sterne den stärksten Fernrohrvergrößerungen trotzen. Deren direkte Messung auf dem Mount Wilson durch Michelson und seine Mitarbeiter nach einer im Prinzip einfachen Interferenzmethode darf als ein Triumph der Experimentierkunst bezeichnet werden. Endgültige Messungen liegen bis jetzt von 3 roten Riesensternen vor, und zwar ergaben sich

$\alpha$ Orionis, Spektralklasse Ma, Parallaxe $= 0{,}018''$, Durchmesser $= 0{,}047'' = 3{,}92 \cdot 10^8$ km $= 280$ Sonnendurchmesser,

$\alpha$ Scorpii, Spektralklasse Ma, Parallaxe $= 0{,}029''$, Durchmesser $= 0{,}040'' = 2{,}06 \cdot 10^8$ km $= 147$ Sonnendurchmesser,

$\alpha$ Böotis, Spektralklasse Ko, Parallaxe $= 0{,}116''$, Durchmesser $= 0{,}022'' = 2{,}84 \cdot 10^7$ km $= 20$ Sonnendurchmesser.

Der Radius des kleinsten dieser Sterne ist von der Größenordnung des Radius der Merkurbahn, innerhalb $\alpha$ Orionis könnte beinahe noch der Mars um die Sonne umlaufen[3]). Nehmen wir die Massen dieser Sterne sehr groß, also gleich 10 Sonnenmassen an, so ergeben sich für $\alpha$ Orionis und $\alpha$ Böotis mittlere Dichten von $6 \cdot 10^{-7}$ g/cm$^3$, bzw. $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ g/cm$^3$. Erstere Dichte entspricht der Luftdichte bei $0^0$ und einem Drucke von nur $^1/_2$ mm $Hg$, letztere ihrer Normaldichte. Die maximalen Dichten im Mittelpunkte sind, wie sich auch nach der Eddingtontheorie ergibt, nur $54'/4$ mal größer. Diese geringen Dichten zeigen, daß wir die Riesensterne aus gasförmiger Materie aufgebaut annehmen dürfen, die der Zustandsgleichung vollkommener Gase folgt. Die Theorie solcher Glaskugeln lehrt mit Sicherheit, daß sie bei Ausstrahlung sich kontrahieren und heißer werden müssen. Nehmen wir also einen roten Riesenstern an, so bewegt sich sein Bildpunkt in Fig. 2 in Übereinstimmung mit bereits auseinandergesetztem im horizontalen Streifen von Klasse M nach Klasse B. Erreicht die Dichte einen so hohen Wert, daß die Gasgesetze nicht mehr gelten, so wird bei unsern heutigen Kenntnissen eine weitere theoretische Behandlung der ausstrahlenden Kugel unmöglich[4]). Wir dürfen aber wohl in Übereinstimmung mit den Beobachtungen annehmen, daß die Ausstrahlung die Wärmequellen überwiegt, der Stern nun allmählich erkaltet und als Zwergstern sich in dem schiefen Streifen nach Klasse M rückwärts bewegt. Ein solcher Stern erreicht deshalb dieselbe Strahlungstemperatur (dasselbe Spektrum) im Laufe seiner Entwicklung zweimal, als junger Riese und als alter Zwerg. Die Sonne ist im absteigenden Aste ihrer Entwicklung bereits in G angelangt. Aus welcher Energiequelle wird nun die Ausstrahlung, insbesondere der zugleich heißer werdenden Riesensterne bestritten? Nach der von älteren Theorien allein noch übrig gebliebenen Helmholtzschen Theorie wird sie gedeckt durch die potentielle Gravitationsenergie, die bei der Kontraktion verschwindet. Allein es läßt sich zeigen, daß diese Energiemengen im Verhältnis zu den erforderlichen nur unendlich klein sind. Denn durch den Kontraktionsprozeß der Sonne aus unendlich in ihrem gegenwärtigen Zustand würde ihre derzeitige Ausstrahlung nur für rund 10 Millionen Jahre gedeckt[5]). Diese sind aber, da für die drei letzten geologischen Zeitalter der Erde allein eine Zeitspanne von 100—200 Millionen Jahren anzunehmen ist, nur ein Differential der Zeit, die für die Lebensdauer eines Fixsternes in Betracht kommt. Gravitationsenergie reicht in keiner Form aus, wir haben uns nach anderen Energiequellen von ganz anderer Größenordnung umzusehen. Glücklicherweise hat die Forschung die geradezu ungeheuren Energiequellen aufgedeckt, die bei der Umbildung der Atome frei werden, die wir, allgemein gesprochen, auf Radioaktivität zurückführen können. Diese Energiequellen haben in der aufbauenden Materie selbst, nicht in ihrem Gravitationszusammenhange ihren Sitz, und damit haben wir theoretisch den Anschluß an den oben aufgestellten Satz gefunden, daß in jedem Gramm Materie der Riesensterne eine Energiemenge von rund

$$2{,}7 \cdot 10^{-6} - 2{,}7 \cdot 10^{-7} \text{ cal/sec}$$

zur Verfügung steht, ein Betrag, dessen Diskussion uns aber hier zu weit führen würde[6]).

Diese Energiequelle erweist sich auch als notwendig zur Begründung einer neueren Theorie über Sternaufbau, die Eddington entwickelt hat. Diese Eddingtonsche Theorie hat berechtigtes Aufsehen erregt; leider ist sie vielfach falsch aufgefaßt worden, trotzdem sie sich in wenig Zügen klarlegen läßt. Dazu gehen wir erst zurück auf die Theorie des Aufbaues einer Gaskugel, wie sie von Homer Lane (1869) begründet und von mir, wie ich glaube, zum Abschluß gebracht wurde. Das Gewicht der Massen innerhalb einer Kugelschale wird durch die Differenz des Gasdruckes auf beiden Seiten der Schale äquilibriert, so daß sich die allbekannte hydrostatische Gleichgewichtsbedingung ergibt

$$\frac{1}{\varrho}\frac{dp}{dr} = -g. \qquad (I)$$

Es liegen somit zwei Unbekannte, Druck $p$ und Dichte $\varrho$, als Funktion von $r$ vor und der Aufbau ist deshalb noch völlig unbestimmt. Zur

Bestimmung muß noch eine physikalisch begründete Gleichung von der Form $p = f(\varrho)$, wir nennen sie die Weggleichung, gegeben sein. Die in jeder Beziehung wichtigste und für praktische Bedürfnisse ausreichende dieser unendlich vieler möglichen Gleichungen ist die sogenannte polytrope Beziehung: Der Druck proportional einer beliebigen Potenz der Dichte, also

$$p = \text{const}\, \varrho^{\frac{n+1}{n}}. \qquad \text{(II)}$$

Die Lösung habe ich für alle Werte $o \leqq n \leqq \infty$ vollständig entwickelt. Dann sind $p$ und $\varrho$ als Funktion von $r$ und damit der Bau der Kugel vollständig bestimmt, und zwar für jedes beliebige Baumaterial, dessen Verhalten durch Gleichung II charakterisiert ist. Die Temperatur spielt überhaupt keine bestimmende Rolle. Wird aber zum Bau ein vollkommenes Gas angewandt, das der Zustandsgleichung

$$p = \frac{\Re}{m} \varrho \cdot T,$$

$m$ das Molekulargewicht, $\Re$ die Gaskonstante, gehorcht, so ist auch $T$ für jede Stelle $r$ gegeben.

Nun zu Eddington! Die im Innern einer Gaskugel erzeugte Strahlungsmenge fließt radial nach außen ab und wird von den jeweils weiter außen liegenden Schichten durch Absorption geschwächt. Strahlung ist aber, wie schon Maxwell betont hat, mit Impuls verbunden und ihre Schwächung hat deshalb nach rein mechanischen Gesetzen das Auftreten von Druckkräften auf den absorbierenden Schichten, den Strahlungsdruck, zur Folge. Es ist Lebedew gerade noch gelungen, die Existenz eines Lichtdruckes im Laboratorium nachzuweisen. Da aber der Lichtdruck mit $T^4$ ansteigt, kann es nicht überraschen, wenn er in Gaskugeln Beträge von Millionen Atmosphären erreichen kann. Das Gewicht der Massen wird nun nicht mehr durch den Gasdruck $p$ allein äquilibriert, sondern durch einen Druck

$$P = p + p_s,$$

zu dem sich Gasdruck $p$ und Strahlungsdruck $p_s$ summieren. Infolgedessen lautet die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{1}{\varrho}\frac{dP}{dr} = \frac{1}{\varrho}\frac{d(p+p_s)}{dr} = -g, \qquad \text{(I')}$$

oder, da wir den Strahlungsdruck trotz der Asymmetrie hinreichend genau durch die bekannte Beziehung

$$p_s = \frac{a}{3} T^4$$

ersetzen können,

$$\frac{1}{\varrho}\frac{dP}{dr} = \frac{1}{\varrho}\frac{d\left(p + \frac{a}{3}T^4\right)}{dr} = -g. \qquad \text{(I')}$$

Vergleichen wir mit Gleichung I, so sehen wir im Gegensatz zu dort, daß die Temperatur mitbestimmend in die Gleichgewichtsbedingung eintritt. Wir stehen vor einem Problem höherer Ordnung, denn es liegen jetzt drei Unbekannte, $p$, $\varrho$ und $T$ vor und zur weiteren Behandlung müssen nicht eine, sondern noch zwei Gleichungen gegeben sein. Die eine dieser erforderlichen Gleichungen erhalten wir, wenn wir vollkommene Gase zum Aufbau verwenden, also setzen können

$$p = \frac{\Re}{m} \varrho\, T. \qquad \text{(II')}$$

(Für dichtere Sterne benutzt Eddington die van der Waalssche Zustandsgleichung, was aber ohne weitere prinzipielle Bedeutung ist.) Und schließlich muß noch eine physikalische Annahme eine Weggleichung von der Form

$$P = f \cdot (T) = \varphi\,(\varrho) \qquad \text{(III')}$$

liefern. Nur geschickte physikalische Betrachtungen können die Gleichung (III') in einer Form liefern, welche eine Lösung dieses Gleichungssystems ermöglicht. Scharfes Hinsehen zeigt bald, daß wir eine mögliche Lösung erhalten, wenn wir durch geeignete Annahmen erreichen können, daß $P$ proportional $p_s$ (und $p$), also auch proportional $T^4$ und somit mit Rücksicht auf (II') proportional $\varrho^{4/3}$ sich ergibt; denn dann wird Gleichung (III')

$$P = \text{const}\, T^4 = \text{const}\, \varrho^{4/3} \qquad \text{(III')}$$

und damit ist das Problem offenbar zurückgeführt auf das ältere, einfachere Problem für $n = 3$. Den Schlüssel zu dieser Lösung bildet folgende Beziehung: Aus dem Impulssatz folgt unmittelbar, daß zwischen der pro Zeit- und Flächeneinheit transportierten Strahlungsmenge $l$ und dem Gefälle des Strahlungsdruckes die Beziehung besteht

$$l = -\frac{c}{k \cdot \varrho} \cdot \frac{dp_s}{dr}, \qquad \text{(A)}$$

$c$ die Lichtgeschwindigkeit, $k$ der Absorptionskoeffizient. Daraus folgt, zusammen mit (I') weiter

$$\frac{dp_s}{dP} = \frac{k}{c} \cdot \frac{l}{g},$$

$l$ und $g$ längs, $r$ variabel. Nun ist aber

$$g = G\frac{m}{r^2}, \qquad \text{(a)}$$

$G$ die Gravitationskonstante, $m$ die Masse vom Radius $r$. Weiter schließen ist nur möglich auf Grund einer physikalischen Annahme. In Über-

einstimmung mit dem oben entwickelten Satze machen wir die Annahme, daß die aus der Teilkugel vom Radius $r$ austretende Strahlung eindeutig durch die eingeschlossene Masse bestimmt ist. Bezeichnen wir die pro Gramm abgegebene Strahlungsmenge mit $4\pi\varepsilon$, so setzen wir demgemäß nun

$$4\pi r^2 l = 4\pi\varepsilon m \qquad (b)$$

und folgern mit (a)

$$\frac{l}{g} = \frac{\varepsilon}{G} = \text{const}$$

und weiter

$$\frac{dp_s}{dP} = \frac{k}{c}\cdot\frac{\varepsilon}{G} = \text{const} = (1-\beta) \qquad (c)$$

und schließlich

$$p_s = (1-\beta)P,$$
$$p = \beta P.$$

Damit ist eine mögliche Lösung theoretisch und praktisch gefunden; denn die Weggleichung lautet jetzt

$$P = \text{const}\, T^4 = \text{const}\, \varrho^{4/3}$$

und die Gleichgewichtsbedingung bleibt

$$\frac{1}{\varrho}\frac{dP}{dr} = -g.$$

Damit ist das Problem auf die ältere Aufgabe für $n = 3$ zurückgeführt und die von Eddington gesuchte Lösung wird ihm durch meine früheren Publikationen gleichsam auf dem Präsentierteller entgegengebracht. Eddington hat nur nötig, mein $p$ durch sein $P$ zu ersetzen und dies im Verhältnis $\beta : 1-\beta$ in Gasdruck und Strahlungsdruck zu zerlegen. Eine leichte Nebenrechnung gibt an Hand meiner Formeln, daß und wie $1-\beta$ mit dem Molekulargewicht $m$ und der Sternmasse $M$ ansteigt[7]).

Eddington hat seine Theorie noch in einer zusammenfassenden Arbeit vom Jahre 1921 unter dem Titel „Das Strahlungsgleichgewicht der Sterne" veröffentlicht[8]). Diese meiner Ansicht nach ungerechtfertigte Bezeichnung rührt daher, daß er die Gleichung (A), die Schlüsselgleichung, ursprünglich unter Annahme von Strahlungsgleichgewicht ableitet. Eddington hat sich später ebenfalls überzeugt, daß sie ohne Rücksicht auf Strahlungsgleichgewicht einfach aus dem Impulsgesetz gewonnen werden kann, bezeichnet sie aber trotzdem noch in dieser jüngsten Veröffentlichung als „Die fundamentale Gleichung des Strahlungsgleichgewichtes". Da sie aber gänzlich unabhängig von diesem besteht, gilt der entwickelte Sternaufbau ohne jede Rücksicht auf Strahlungsgleichgewicht. Es läßt sich vielmehr zeigen, daß dann Strahlungsgleichgewicht überhaupt nicht bestehen kann, da dies eine Weggleichung liefert, die mit der benutzten im Widerspruch steht[9]). Durch diese Ausführungen wird aber der Wert der Eddingtonschen Theorie nicht herabgesetzt, sondern meiner Meinung nach durch die hier vorgetragene Fassung wesentlich erhöht. Denn die Eddingtonschen Sterne sind jetzt nicht mehr charakterisiert durch das schwer zu behandelnde Strahlungsgleichgewicht, sondern durch die überaus einfache, durch das Verhalten der Riesensterne gerechtfertigte Annahme, daß die Strahlung pro Gramm Sternmaterie konstant ist.

Diese Eddingtonsche Theorie führt zu einer überaus wichtigen Folgerung. Der Faktor $(1-\beta)$ steigt mit $m$ und $M$. Diese Abhängigkeit ist in Fig. 3 zur Darstellung gebracht, für

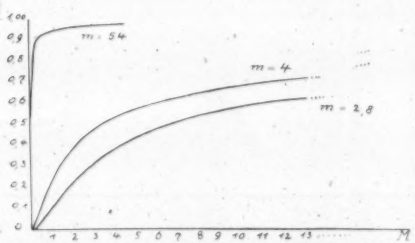



Fig. 3. Abhängigkeit des Strahlungsdruckes von Sternmasse und Molekulargewicht. Als Abszissen sind die Sternmassen aufgetragen; Einheit der Sonnenmasse. Die Ordinaten geben den Zahlenwert $1-\beta$, wodurch der Strahlungsdruck $p_s = (1-\beta)P$ in Einheiten des Gesamtdruckes $P$ bestimmt ist, für die Molekulargewichte $m = 2{,}8$, 4 und 54.

drei Werte von $m$[10]). Wir entnehmen ihr, daß bei Sternmassen über rund 10 Sonnenmassen die Gasmassen in erster Linie durch Strahlungsdruck getragen werden. Da dieser aber mit $T^4$ veränderlich ist, so hat, wer auf Lichtdruck baut, auf schlechten Grund gebaut. Sterne mit so großer Masse sind überaus instabile Gebilde, sie haben geringe Existenzfähigkeit, und wir erhalten so eine überraschende Erklärung der überraschenden Tatsache, daß Sterne mit mehr als 10 Sonnenmassen äußerst selten sind. Würde jemand die Hypothese machen, daß ein allzu massiger Stern etwa beim Eindringen in eine Staub- oder Nebelmasse gestört und nun durch Strahlungsdruck aufgerissen als neuer Stern aufleuchtet, so braucht man dies selbstverständlich nicht unbedingt zu glauben, aber eine endgültige Widerlegung dürfte schwer fallen.

Die Eddingtonsche Theorie behandelt den Aufbau eines Sternes aus durchschnittlich einheitlicher Masse und gibt deshalb auch nur die Summe der ausgesandten Strahlung. Über die

Zusammensetzung der Strahlung, die den äußersten, der Beobachtung direkt zugänglichen Schichten entströmt, kann sie ihrer Natur nach nichts aussagen. Hier setzen nun die Untersuchungen eines jungen Inders Megh Nad Saha ein, die unstreitig zu den bedeutendsten und weittragendsten neueren Arbeiten auf dem Gebiete der Astrophysik gehören. Saha begeht neue Wege, die durch überaus fruchtbares Gelände führen; doch darf nicht vergessen werden, daß ihre Eingangspforten durch Arbeiten von Eggert und von Lindemann geöffnet wurden. Ein neutrales, unangeregtes Atom besteht bekanntlich aus einem Kern, der $N$ positive Ladungen trägt, $N$ gleich der Ordnungszahl des Elementes, um welchen $N$ Elektronen in ihren Grundbahnen kreisen. Bei Anregung wird ein Elektron aus seiner Grundbahn hinausgetrieben und erzeugt beim Zurückfallen die Emissionslinien des neutralen Atoms. Bei genügend starker Anregung wird das Atom ionisiert, d. h. dies Elektron wird aus dem Atomverband hinausgetrieben, ein anderes Elektron übernimmt seine Rolle und liefert nun das ganz anders geartete Liniensystem des ionisierten Atoms. Bei noch stärkerer Anregung wiederholt sich dieser Vorgang und wir erhalten wiederum ein neues Liniensystem, das des zweifach ionisierten Atoms. Dieser Vorgang kann sich wiederholen, solange noch Elektronen dem Atomverband angehören. Es ist nun das Verdienst von Saha, ein Wärmetheorem von Nernst über chemisches Gleichgewicht auf diese Verhältnisse angewandt zu haben. Wird eine Ansammlung neutraler Atome durch Temperatur angeregt, so wird ein gewisser Prozentsatz $x$ ionisiert und zwar ist

$$x = f(+T, -p, -V_i),$$

also eine Funktion der Temperatur $T$, des Druckes $p$ und einer Energiemenge, die durch die meßbare sogenannte Ionisierungsspannung $V_i$ bedingt ist[11]). Die Vorzeichen sollen andeuten, daß die Ionisierung mit steigender Temperatur zu, mit steigendem Druck und steigender Ionisierungsspannung abnimmt. Je größer letztere, desto höhere Temperatur oder geringerer Druck sind zu gleicher prozentischer Ionisierung erforderlich. Diese Beziehung kann sinngemäß auch auf einfach ionisierte Atome angewandt werden und gibt dann den Prozentsatz $x$ der zweifach ionisierten Atome usw. Die Folgerung Sahas aus diesen prinzipiell einfachen Überlegungen bringen wir an einigen typischen Beispielen in den folgenden Figuren zum Ausdruck:

Fig. 4. Der Wärmesatz ist hier noch nicht angewandt auf den Zerfall neutraler Atome in ionisierte Atome und Elektronen, sondern auf

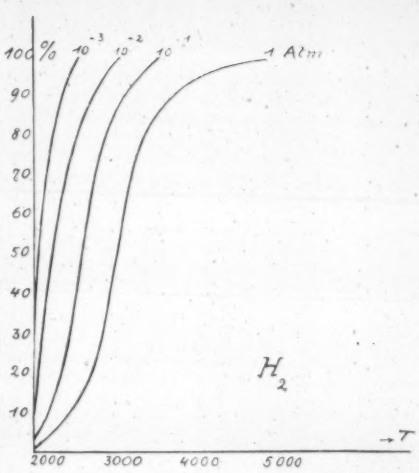



Fig. 4. Dissoziationskurven des Wasserstoffs. Abszissen die Temperatur, Ordinaten, der Prozentsatz dissoziierter Moleküle für den Druck, der jeder Kurve beigefügt ist.

die Dissoziation der Wasserstoffmolekeln in die beiden Atome. Die auftretenden Balmerlinien des Wasserstoffs gehen nicht von den Molekeln, sondern von den Atomen aus und ihre Intensität wächst offenbar mit der Zahl der strahlenden, also dissoziierten Teilchen. Den Druck in den leuchtenden Schichten der Sonnenphotosphäre können wir von der Größenordnung einer Atmosphäre annehmen, und ähnliche Verhältnisse setzen wir auch in den leuchtenden Sternphotosphären voraus. Wir sehen, daß dann bei rund 5000° die Spaltung vollständig ist; das Viellinienspektrum der Wasserstoffmolekel ist nicht mehr möglich und nur die Balmerlinien der Atome sind beobachtbar. Umgekehrt treten diese bei 2000 gegenüber den ersteren außerordentlich stark zurück. Nun beachten Sie weiter Folgendes: In den Riesensternen ist, da die Massen gleich sind, bei gleicher Temperatur der Druck der strahlenden Schichten kleiner, wie bei den Zwergsternen. Das Diagramm zeigt dann unmittelbar, daß in den Riesensternen bei gleicher Spektralklasse (gleicher Temperatur) die Balmerlinien ungleich stärker auftreten müssen, wie in den Zwergsternen. Auf solchem Zusammenhange beruht letzten Endes die von Kohlschütter begründete, und nun glänzend entwickelte Methode, aus der relativen Linienintensität (über den Druck hinweg) bei gleicher Spektralklasse auf die absolute Helligkeit zu schließen und, da die scheinbare Helligkeit be-

kannt ist, die Parallaxe und somit die Entfernung der Fixsterne spektroskopisch zu bestimmen. Die Figur läßt weiter folgern, daß bereits bei 3000° die Linien der Wasserstoffatome auftreten müssen. Allein die den Grundbahnen zugeordneten Linien entziehen sich als zu kurzwellig der Beobachtung. Die beobachtbaren Balmerlinien sind der zweiten Bahn zugeordnet und treten, da bereits Anregung erforderlich, erst bei rund 4500° auf.

Fig. 5 gibt den Ionisierungsgrad der Wasserstoffatome. Selbst bei einem Druck von 1 Atmo-

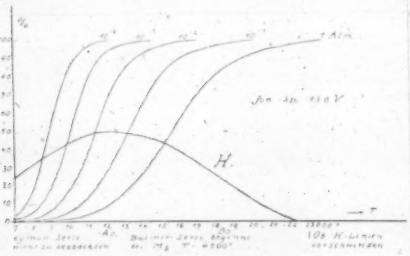


Fig. 5. Ionisierungskurve des Wasserstoffs. Abszissen die Temperatur. Ordinaten der Prozentsatz ionisierter Atome für den jeder Kurve beigefügten Druck. Die mit *H* bezeichnete Kurve gibt die Intensitäten der Balmerlinie, Endpunkte der Kurve nach Saha, Lage der Maximumsabszisse nach den Harvard-Beobachtungen.

sphäre haben alle Atome bei rund 23000° ihr einziges Elektron verloren, und in so hochtemperierten Gebilden (Klasse Ob) kann der Wasserstoff unmöglich mehr optisch in Erscheinung treten. Die Balmerlinien beginnen bei rund 4500° (Klasse Mb) aufzutreten und nach Erreichung eines Maximums bei rund 12000° (Klasse Ao) bei 23000° wieder zu verschwinden. Die mit *H* bezeichnete Kurve gibt somit den Intensitätsverlauf der Balmerlinien als Funktion der Temperatur, bzw. der Spektralklasse.

Fig. 6 bezieht sich auf das neutrale und das einfach (schließlich also vollständig) ionisierte Heliumatom. Die einfache Ionisierung ist bei rund 23000° vollständig und erlöschen hier die Linien des neutralen Atoms. Sie beginnen (da die Linien der Grundbahn photographisch nicht nachweisbar sind) sich bei 12000° zu entwickeln und erreichen ihr Maximum bei rund 17000°. Hier sind aber bereits schon genügend einfach ionisierte Atome vorhanden, so daß die von ihnen gelieferte Pickeringserie auftritt, die bei 23000° ihre höchste Intensität erreicht und infolge der außerordentlich hohen Ionisierungsspannung bis 30000° erhalten bleibt.

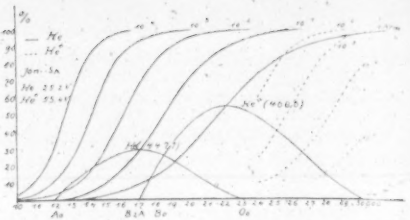


Fig. 6. Ionisierungskurven des neutralen *He* und einfach ionisierten Heliums $He^+$. Intensitätskurven entsprechender Linien, konstruiert wie in Fig. 5, sind mit *He* und $He^+$ bezeichnet.

Die *He* und $He^+$ bezeichneten Kurven geben den Intensitätsverlauf der Linie 4471 A des neutralen und der Linie 4686 A des ionisierten Heliumatoms.

Fig. 7. Das neutrale Kalziumatom (*Ca*) liefert schon bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen

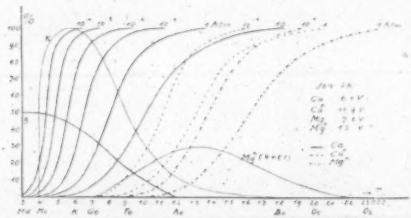


Fig. 7. Ionisierungskurven des neutralen, *Ca*, einfach ionisierten, $Ca^+$, Kalziums, sowie des einfach ionisierten Magnesiums, $Mg^+$. Vgl. Text und Fig. 5 u. 6. Die Intensitätskurven *g* und *K* entsprechen den Wellenlängen 4227 A des *Ca* und 3934 A des $Ca^+$.

die g-Linie, da diese der Grundbahn zugeordnet ist. Infolge der geringen Ionisierungsspannung hält sie sich aber nur bis rund 12000° und beginnen sich schon sehr früh die bekannten Linien *H* und *K* des einfach ionisierten Kalziumatoms ($Ca^+$) einzustellen, die sich bis 13000° erhalten. Die entsprechenden Linien des Magnesiums ($Mg^+$) halten sich der höheren Ionisierungsspannung entsprechend bis 23000°. Die Ionisierungskurven des $Ca^+$ zeigen, daß zwischen 12000° und 15000° $Ca^{++}$ Atome in Menge vorhanden sind, aber die zugehörigen Linien sind für die Beobachtung zu kurzwellig.

Fig. 8 gibt nach den Harvard-Annalen die beobachteten Intensitäten der oben erwähnten Absorptionslinien in einer zweckmäßig gewählten willkürlichen Einheit. Als Abszissen sind aufgetragen die Spektralklassen nach Harvard und

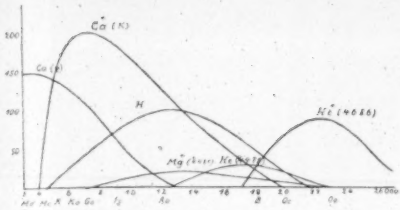


Fig. 8. Intensitätskurven der *Ca*-, $Ca^+$-, *H*-, $Mg^+$-, *He*- und $He^+$-Linien nach den Harvard-Veröffentlichungen. Ordinaten in willkürlich gewählter Einheit, Abszissen die Spektralklassen nach Harvard und die Temperaturen nach Saha.

die Temperaturen nach Saha, wodurch die Beziehung beider Größen gegeben ist. In den Klassen M—G liegen diese Temperaturen etwas höher als nach den älteren Messungen von Wilsing, die wohl zu niedrig sein dürften, da sie die Temperatur der Klasse G, zu der die Sonne gehört, nur zu 5000° ergeben. Die Übereinstimmung der beobachteten Intensitäten mit den nach Saha zu erwartenden ist vollständig. Wir sehen z. B., wie in der untersten Klasse schon die Linie *g* auftritt, um in Klasse A zu verschwinden. Mit steigender Temperatur entwickeln sich und verschwinden wieder die Linien *Ca*, $Ca^+$, *H*, $Mg^+$, *He* und $He^+$. Und nun betrachten wir zum Schlusse mit geschärftem Auge nochmals die Fig. 1, Taf. XII, von der unsere Betrachtungen ausgingen. Der Reihe nach werden die Spektralklassen durch die Linien *Ca*, $Ca^+$, *H*, $Mg^+$ und *He* beherrscht. Wir folgern, daß es keinen Sinn hat in bezug auf das Material von Kalzium-, Wasserstoff- oder Heliumsternen zu sprechen oder etwa schließen zu wollen, daß sich ein bestimmtes Element hauptsächlich in bestimmten Schichten der Sonnenatmosphäre aufhält; lediglich die physikalischen Bedingungen lassen die einzelnen Bestandteile des durchweg gleichen Materiales verschieden in Erscheinung treten.

Eine glänzende Bestätigung fand die Sahasche Lehre durch den Nachweis des bis jetzt auf der Sonne vergeblich gesuchten Rubidiums. Saha zeigt, daß die bekannten Rubidiumlinien infolge sehr geringer Ionisierungsspannung nur in ausnahmsweise dichten und kalten Teilen der Sonnenphotosphäre auftreten können. Und tatsächlich wurden die beiden von ihm angegebenen Rubidiumlinien im Laufe des letzten Jahres auf dem Mount Wilson in dem Spektrum der dunkeln Partien der Sonnenflecke nachgewiesen.

Wir sind am Ende unserer Betrachtung angelangt. Ich habe mich bemüht, Ihnen lediglich Anschauungen zu entwickeln, die mir theoretisch oder experimentell hinlänglich gesichert erschienen. Läßt man diese Vorsichtsmaßregeln außer acht, so ergeht man sich allzu leicht in uferlosen Spekulationen; denn nirgends kann sich ungezügelte Phantasie leichter ergehen, als auf den Gebieten der Astrophysik und Kosmogonie. Kosmogonische Theorien erfindet man des Morgens beim Frühstück. Je kühner sie sind, desto leichter finden sie bewundernde Gläubiger. Es sind aber in der Regel nur in den Weltenraum hinausprojizierte Bilder von Vorgängen, die sich lediglich im Gehirne des betreffenden Träumers abspielen. Denn nirgends mehr als auf diesem Gebiete gelten die Goetheschen Worte von den Grenzen der Menschheit

Hebt er sich aufwärts
Und berührt
Mit dem Scheitel die Sterne,
Nirgends haften dann
Die unsicheren Sohlen.

Sachlichkeit und Gründlichkeit haben stets die deutsche Forschung ausgezeichnet; und gerade die Kosmogonie ist ein Gebiet, auf dem dieser gute Geist deutscher Wissenschaft segensreich wirken kann.

## Anmerkungen.

1) Werden die Sterne nach Spektralklassen eingeteilt und die Sterne jeder absoluten Größe gezählt, so ergibt sich sofort, daß die A- und F-Sterne (mit Ausnahme der Cepheiden und Pseudo-Cepheiden) ein einfaches Häufigkeitsmaximum zeigen, erstere bei der absoluten Größe + 2, letztere bei + 3,5. Die G- und $K_0$—$K_3$-Sterne zeigen 2 Maxima, erstere bei + 0,5 und + 5,5, letztere bei + 0,5 und + 6,2, mit verhältnismäßig wenigen Sternen von zwischenliegender Größe. Und endlich zeigen die $K_4$—$K_9$ und die M-Sterne zwei vollständig getrennte Maxima, erstere bei + 0,7 und + 7,0, letztere bei + 0,2 und + 10,5. Die Trennung der beiden Äste der Entwicklungskurven tritt so deutlich hervor. (Jährlicher Bericht des Direktors des Mount-Wilson-Observatoriums für das Jahr 1921.) In einer kleinen Tabelle zusammengestellt ergibt sich

| A | F | G | $K_0$—$K_3$ | $K_4$—$K_9$ | M |
|---|---|---|---|---|---|
| + 2 | + 3,5 | + 0,5 | + 0,5 | + 0,7 | + 0,2 |
| | | + 5,5 | + 6,2 | + 7,0 | + 10,5 |

2) Für die Sonne ergibt sich auf Grund der Solarkonstanten 2 cal/gr. min der Wert

$$Q = 4{,}7 \cdot 10^{-8} \text{ cal/gr. sec.}$$

Die Riesensterne der Klassen G—M, durchschnittlich von der Größe + 0,5 m angenommen, strahlen 57 mal stärker als die Sonne von der Größe + 4,9 m. Für die Erde berechnet sich (Haun, Lehrbuch der Meteorologie, S. 22, 1915) auf Grund der geothermischen Tiefenstufe von 2,8° 100 m und einem mittleren Wärmeleitungsvermögen der äußersten Erdschichten von 0,006 cm²/sec die pro sec und cm² abgegebene Wärmemenge zu $1{,}76 \cdot 10^{-6}$ cal, was zu dem im Texte angegebenen Werte

$$Q = 1{,}45 \cdot 10^{-18} \text{ cal/gr. sec}$$

führt.

3) Da die ausgesandte Strahlungsmenge

$$L = 4\pi r^2 \sigma T_e^4,$$

$T_e$ die effektive (Strahlungs)-Temperatur, bei gleicher

Spektralklasse (Strahlungstemperatur) innerhalb der Streifenbreite der Fig. 2, wie ausgeführt, nur im Verhältnis 1 : 10 schwankt, schwanken die Radien der strahlenden Schichten nur wie $1 : \sqrt{10}$. Die Riesen- bzw. Zwergsterne gleicher Spektralklasse unterscheiden sich folglich in bezug auf ihre Radien noch weniger als in bezug auf Strahlungsmenge und Masse. Weiter ergibt sich unmittelbar, daß für gleiche Masse die Strahlungstemperaturen den 6. Wurzeln aus den mittleren Dichten proportional sind.

4) R. Emden, Gaskugeln, Kap. XVII, § 21.

5) R. Emden, Gaskugeln, Kap. XVIII, § 20 u. 21. Die dort angegebenen Zeiträume sind zu verdoppeln, da sie auf Grund der Solarkonstanten 4 cal cm$^{-2}$ min berechnet sind.

6) Zu diesem Problem von überragender Wichtigkeit sei hier kurz folgendes bemerkt. Uran mit allen seinen Abbauprodukten im radioaktiven Gleichgewicht entwickelt (Meyer und v. Schweidler, Radioaktivität, Berlin 1919) pro Gramm und Sekunde $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ cal, also beinahe denselben Wert, der zur Deckung der Sonnenstrahlung erforderlich ist. Allein eine Sonne aus Uran ist ausgeschlossen und für die Strahlung der Riesensterne sind noch $10-10^2$ mal größere Beträge erforderlich. Eine Erklärung können wir auf Grund der vorliegenden Messungen über den Abbau radioaktiver Prozesse und unsere derzeitigen Anschauungen über Kernphysik nicht geben. Denn nach diesen müssen sich die Atomkerne selbst gegen Temperaturen von $10^6-10^7$ Graden, wie sie in den heißesten Sternen zu erwarten sind, noch so gut wie unempfindlich erweisen. Nach Ursachen, welche die Kerne zu dem ungleich raschen, erforderlichen Zerfalle anregen, hält man zurzeit vermutlich vergeblich Umschau. Will man nicht so radikal vorgehen, wie Nernst (Das Weltgebäude im Lichte der neueren Forschung, Berlin 1921), indem man in den verhältnismäßig jungen Riesensternen ungleich radioaktivere Elemente annimmt, die auf unserer gealterten Erde eben infolge ihrer kürzeren Lebensdauer nicht mehr nachgewiesen werden können, so wird man diesen Fragenkomplex weiterer physikalischer Forschung überlassen müssen.

7) Abgesehen von den folgenden Ausführungen über Strahlungsgleichgewicht unterscheidet sich die hier angegebene Lösung noch in einem, meiner Ansicht nach untergeordneten Punkte von der Eddingtonschen Formulierung. Um eine der unendlich vielen möglichen Lösungen des Gleichgewichtssystems auf annehmbaren physikalischen Voraussetzungen zu erhalten, muß erreicht werden, daß die rechte Seite der Gleichung

$$\frac{dp_s}{dP} = \frac{k}{c} \cdot \frac{I}{g}$$

für eine vorliegende Gaskugel konstant, d. h. unabhängig von $r$ wird. Meine Beziehung (b) sucht Eddington zu verfeinern, indem er die aus der Teilkugel vom Radius $r$ austretende Strahlung gleich $\int \varepsilon \, dm$ ansetzt und zeigt, daß selbst dann, wenn $\varepsilon$ proportional der Temperatur verläuft, diese Menge in genügender Genauigkeit gleich $\varepsilon m$, $\varepsilon =$ const, gesetzt werden kann. Allein gemäß der Anmerkung 6 liegt zu dieser Betrachtungsweise kein Anlaß vor; unsere Anschauungen über Radioaktivitäten erlauben innerhalb weiterer Grenzen, als sie hier vorliegen, $\varepsilon$ als Materialkonstante zu betrachten und das Eddingtonsche Resultat, daß die Strahlung eines Riesensternes während der Kontraktion konstant bleibt, dient jetzt umgekehrt als Ausgangspunkt der Betrachtung. Um die so resultierende rechte Seite der Gleichung (c)

$$\frac{k}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{G} = \text{const} = 1 - \beta,$$

$$k\varepsilon = cG(1-\beta) = 2080\,(1-\beta) \cdot \text{gr}^{-1}\text{cm}^4\text{sec}^{-3}$$

zu erhalten, muß innerhalb einer Gaskugel auch $k$ als konstant angenommen werden, wodurch für die vorliegende Gaskugel die Lösung auf den Fall einer polytropen Gaskugel $n = 3$ zurückgeführt wird. Wie verhalten sich aber verschiedene Gaskugeln. Es kann leicht gezeigt werden, daß die für die einzelne Gaskugel Konstante $1 - \beta^2$ mit ihrer Masse und dem Molekulargewicht zunimmt (siehe Fig. 3). Nimmt man weiter konsequent den Standpunkt ein, daß die Massen der Riesensterne qualitativ und quantitativ gleich sind, so ist für diese $1 - \beta$ eine universelle Konstante und das Problem somit erledigt. Allein damit würde man des Hauptergebnisses der Eddingtonschen Betrachtung, das allzu massige Sterne ausschließt, verlustig gehen. Eddington versteift sich darauf, $k$ konstant anzunehmen, so daß $\varepsilon$ wie $(1 - \beta)$ variieren muß. Dies gilt hingegen für $k$, falls man $\varepsilon$ wie oben als Konstante annimmt. Läßt man die Sternmasse von 1 bis 10 Sonnenmassen variieren, so variiert nach Eddington (Das Strahlungsgleichgewicht der Sterne: Tabeile 1, S. 371. Zeitschr. f. Phys. 7, 6. 1921) $1 - \beta$ für das Molekulargewicht 2,8 von 0,11 bis 0,57, für das Molekulargewicht 4 von 0,23 bis 0,68. Die möglichen Schwankungen von $k \cdot \varepsilon$ sind demnach so gering, daß sie lediglich von theoretischem Interesse, praktisch aber bedeutungslos sind. Nach meiner Ansicht nimmt man den richtigen Standpunkt ein, wenn man $k$ und $\varepsilon$ als Materialkonstante ansetzt. Damit ergibt sich auch $1 - \beta$ und damit das Verhältnis Strahlungsdruck zum Gesamtdruck als konstant; dann folgt, daß alle Riesensterne auch quantitativ von gleicher Masse sein müssen. Ihre Masse wird dann nicht nur, wie bei Eddington, nach oben abgegrenzt, sondern festgelegt. Durch diese Ausführungen soll selbstverständlich der Wert der Eddingtonschen Betrachtungen nicht herabgesetzt, im Gegenteil deren Fruchtbarkeit und Bedeutung hervorgehoben werden.

Aus der oben berechneten Wärmemenge

$$Q = \frac{I}{M} = 2{,}7 \cdot 10^{-6}, \text{ bzw. } = 2{,}7 \cdot 10^{-7} \text{ cal g sec}$$

ergibt sich $\varepsilon = 9{,}0$ bzw. $= 0{,}90$ Erg g/sec. Aus der Beziehung $k \cdot \varepsilon = 2000\,(1 - \beta)$ berechnen sich für $M = 1$ bzw. 10 Sonnenmassen und dem Molekulargewicht $m = 2.8$ und 4.0

| | | 1 | 10 |
|---|---|---|---|
| $k =$ | 2,8 | 23 | 1270 |
| | 4,0 | 52 | 1510 |

$k = 100$ bedeutet, daß die im Innern eines Riesensternes in Betracht kommende Strahlung auf den Wert $\frac{1}{e}$ herabgesetzt wird, falls sie eine Gasschicht im Gewicht 0,01 g/cm$^2$ durchsetzt. Dies entspricht bei 0° und 760 mm $Hg$ einer Luftsäule von 7,7 cm Länge. Schwarze Strahlung von der Temperatur $10^6$ hat ihr $\lambda_{max}$ bei 29 Å.

8) Strahlungsgleichgewicht ist nicht dynamisch, sondern rein thermisch aufzufassen und ist bestimmt durch eine Temperaturverteilung der Art, daß in Folge der Strahlungsbilanz kein Teilchen seine Temperatur ändert.

9) Denn die Oberfläche dieser Gaskugeln im Strahlungsgleichgewicht hat endliche Temperatur und kann folglich nicht im Endlichen liegen; ihr Mittelpunkt ist durch eine Singularität ausgezeichnet.

10) Jedem vollständig dissoziiertem und ionisiertem Gase ist ein Molekulargewicht von rund $m = 2$ beizulegen. Spaltet dissoziierter Eisendampf $m = 54$, bei den zentralen Temperatur- und Druckverhältnissen eines Riesensternes 16 Elektronen ab, so geht das Molekulargewicht auf rund $m = 3.2$ zurück (Eggert).

11) In den Sahaschen Untersuchungen steckt insofern eine Unsicherheit, als nicht der Gesamtdruck $p$, sondern der Partialdruck des betreffenden Bestandteiles maßgebend ist. Nimmt man den Gesamtdruck der strahlenden Schicht gleich 1 Atm. an, so sind die durch geringeren Druck ausgezeichneten Dissoziations- und Ionisierungskurven maßgebend.

## Diskussion.

Wiener-Leipzig: Die merkwürdige Annahme von Eddington der Massenproportionalität der

Fixsternstrahlung hängt zusammen oder läßt sich begründen durch die von mir in der Abhandlung über das „Grundgesetz der Natur" 1921 in den Abhandlungen der Sächsischen Akademie ausgesprochenen Hypothese, daß das Elektron aus sehr geringmäßigen Bestandteilen, den „Archonen" besteht, die bei der Strahlung das Elektron verlassen. Damit wird die Strahlung proportional mit der Zahl der äußeren Elektronen und somit der Masse. Diese Abgabe der Archonen muß mit dem Planckschen Wirkungsquantum zusammenhängen. Zugleich wird ersichtlich, daß bei der Ausstrahlung der Archonen potentielle Energie entsteht, so daß der zweite Hauptsatz seine Gültigkeit verliert für große Zeiträume, ebenso wie er sie bekanntlich verliert für molekulare Dimension (siehe Brownsche Molekularbewegung).

Fricke-Berlin-Westend: Die Theorie von Eddington fordert eine massenproportionale Zuführung von Energie. Ich möchte darauf hinweisen, daß bereits die alte Schwerkrafttheorie von Lesage zu einer massenproportionalen Energiezunahme führt. Maxwell hat wohl zu Unrecht darin einen vernichtenden Einwand gegen diese Theorie erblickt. Wie jedoch Drude auf der Naturforscherversammlung in Braunschweig 1897 hervorhob, hat als Erster Leray 1869 (Compt. Rend.) die Konstanz der Sonnentemperatur aus den Anschauungen von Lesage abgeleitet und Rysaneck hat die Idee weiter ausgebaut. Vgl. auch meinen Jenaer Vortrag, diese Zeitschr. 1921, S. 636 und die Naturwiss. Wochenschr. 1922, S. 513.

## J. Würschmidt (Essen), Die magnetische Anfangspermeabilität.

1. Die magnetische Anfangspermeabilität, d. h. die Permeabilität für sehr kleine Feldstärken, die E. Gumlich früher für eine Reihe von Eisensorten in vollständig entmagnetisiertem Zustande gemessen hatte, wurde für den Fall bestimmt, daß das zu untersuchende Material eine geringe positive oder negative Remanenz besitzt. War die Probe vor dem Versuch einer Erschütterung ausgesetzt worden, so war die Anfangspermeabilität innerhalb des untersuchten Gebietes von konstanter Größe, bei Weicheisen etwa 270. Ging aber unmittelbar eine positive Magnetisierung vorher, die bis auf das äußere Feld Null abgenommen hatte, so war die Permeabilität für den absteigenden Ast an dieser Stelle bedeutend größer, nur für den aufsteigenden Ast von der gleichen Größenordnung wie oben. Auch bei beliebigem äußeren Feld ist die Permeabilität gleich der Anfangspermeabilität, wenn die Probe, während das Feld wirkte, erschüttert worden war. Entmagnetisiert man die Probe durch ein kleiner und kleiner werdendes zyklisches Feld, wobei stets bei dem Feld Null erschüttert wird, so nähert sich die Remanenz von der positiven und negativen Seite her dem gleichen Grenzwerte; ist dieser von der Größenordnung nur weniger Induktionslinien, so tritt meist eine unregelmäßige Verteilung des Magnetismus in dem Stabe, z. B. mit zwei gleichnamigen Polen an den Enden und einem entgegengesetzten an einem inneren Punkte, auf; diese wurde quantitativ verfolgt.

2. Magnetisiert man Weicheisen in kleinen Stufen und erschüttert nach jeder Magnetisierung, so liegen die erreichten Induktionswerte auf einer Geraden, die durch Scherung in die $B$-Achse übergeht. Bei Magnetisieren und gleichzeitigem Erschüttern entsteht somit im Innern des Magnetstabes bei kleinen äußeren Feldern kein Feld; die Permeabilität im Nullpunkt ist unendlich. Die gleiche Erscheinung hatten Steinhaus und Gumlich bei Magnetisierung mit Überlagerung eines jeweils abnehmenden Wechselfeldes erhalten (Ideale Magnetisierungskurve). Hieraus ergibt sich eine Methode, die Entmagnetisierungskoeffizienten zylindrischer Stäbe mit beträchtlicher Genauigkeit zu bestimmen. Außer auf Weicheisen wurde sie auf eine Probe mit etwa 5 Proz. Siliziumgehalt angewandt.

3. Der Einfluß der Erschütterungen auf die Remanenz wurde eingehender untersucht und gezeigt, wie sich diese jeweils für eine Erschütterung von bestimmter Stärke einem Gleichgewichtszustand nähert; stärkere Erschütterung führt wieder stärkere Änderung herbei. Hieraus konnte die Tatsache erklärt werden, daß z. B. nach vorhergegangener negativer Magnetisierung und positiver Remanenz durch Erschüttern diese zunächst zunimmt, dann bei wiederholtem Erschüttern aber abnimmt, ferner, daß durch stärkeres Erschüttern eine völlige Ummagnetisierung erfolgen kann. Letzterer Fall wurde in allen seinen Phasen quantitativ durch Bestimmung der Verteilung des Magnetismus in dem Stab festgehalten und ein Erklärungsversuch dafür gegeben. Voraussetzung für das deutliche Auftreten der letztgenannten Erscheinungen ist, daß der Stahl nicht allzu weich ist, denn beim Weicheisen bewirken stärkere Erschütterungen ein fast völliges Verschwinden der Magnetisierung.

4. An einer Reihe von Stählen, insbesondere von Nickelstählen, wurde nunmehr die Anfangspermeabilität gemessen, wobei die Proben vor der Messung erschüttert waren, um auch bei kleiner noch vorhandener Remanenz den wahren Wert der Anfangspermeabilität zu erhalten.

Während Nickelstahle bis zu 20 Proz. *Ni* eine Anfangspermeabilität zeigten, die bedeutend kleiner war, als die von Weicheisen (270) oder von Siliziumstahl (540), zeigten Stähle mit 29—36 Proz. *Ni* Anfangspermeabilitäten von der Größenordnung 1000 bis 2000; die größten Werte traten auf, wenn das Material vorher geglüht war. Wegen der hohen Anfangspermeabilität und des gleichzeitig großen spezifischen Widerstandes verdienen deshalb die 29 bis 36 prozentigen Nickelstähle den Vorzug gegenüber den Siliziumstählen für verschiedene praktische Zwecke, insbesondere für die Zwecke der Telegraphie und Telephonie.

Eine ausführliche Veröffentlichung wird an anderer Stelle erfolgen.

Versuchsanstalt der Firma Krupp A.-G., Essen, 13. September 1922.

## George Jaffé (Leipzig), Zur Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) hat der Verfasser eine Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes entwickelt. Es handelt sich dabei um das folgende Problem: ein materielles Medium ist von einer Anzahl verschieden temperierter schwarzer Körper begrenzt; es soll der Strahlungszustand bestimmt werden, wenn die Temperaturen der schwarzen Körper — konstant oder als Funktionen der Zeit — gegeben sind, und wenn von der Wirkung der Wärmeleitung abgesehen werden kann. Ist der Zustand nicht stationär, so muß noch ein Anfangszustand vorgeschrieben sein.

Die Behandlung dieses Problems gestaltet sich verschieden, je nachdem die Absorption im Medium als schwach oder als stark zu bezeichnen ist. Für stationäre Vorgänge wurden Entwicklungen in beiden Grenzfällen aufgestellt, für zeitlich veränderliche Vorgänge nur bei starker Absorption. In letzterem Falle läßt sich auch die Wärmeleitung mitberücksichtigen.

In der angegebenen Arbeit wurde vom Medium vorausgesetzt, daß es räumlich homogen sei, und daß von einer Dispersion und Streuung der Strahlen abgesehen werden könne. Im folgenden sollen die Grundgleichungen der Theorie auf den Fall eines inhomogenen und dispergierenden Mediums ausgedehnt werden. Fortpflanzungsgeschwindigkeit $q_\nu$ und Absorptionskoeffizient $\alpha_\nu$ der Strahlung werden also als bekannte, stetige Funktionen des Orts und der Schwingungszahl $\nu$ vorausgesetzt. Dagegen sollen — um Wiederholungen zu vermeiden — von vornherein zwei Annahmen eingeführt werden, die in der ausführlicheren Arbeit nicht durchweg gemacht werden, und deren Bedeutung dort eingehend erörtert wird. Wir setzen also voraus:

1. In dem betrachteten Medium finde keine Umwandlung von Energie einer bestimmten Schwingungszahl in Energie von anderer Schwingungszahl statt.
2. Ist der Vorgang nicht stationär, so soll die Änderung des spezifischen Wärmeinhalts des Mediums neben der Änderung der Strahlungsdichte zu vernachlässigen sein.

Auf Grund dieser Voraussetzungen ist es statthaft, die Energie von jeder Schwingungszahl gesondert zu betrachten, als ob nur sie vorhanden wäre (An. S. 592)[1]). Gibt man die Voraussetzung 1. auf, behält aber 2. bei, so gelten die folgenden Entwickelungen unverändert, sofern man sie nicht auf Strahlung von bestimmtem, infinitesimalem Spektralbereich, sondern auf die Gesamtstrahlung bezieht.

In den Definitionen und Bezeichnungen schließen wir uns an Planck[2]) an. Es bedeute also $2\mathfrak{K}_\nu$ die Intensität der unpolarisierten, monochromatischen Strahlung von der Schwingungszahl $\nu$, $u_\nu$ ihre räumliche Strahlungsdichte und $\varepsilon_\nu$ den Emissionskoeffizienten. Wir wollen den Fall zulassen, daß im Innern des Strahlungsfeldes neben der Temperaturstrahlung auch noch Erzeugung von strahlender Energie auf Kosten anderer Energieformen stattfinde; es sei

$$8\pi\mathfrak{E}_\nu\, dv\, dt\, dv$$

der so im Volumelement $dv$ während der Zeit $dt$ gewonnene Energiebetrag vom Bereich $dv$.

Außer diesen Größen führen wir nun noch eine vektorielle Zustandsgröße $\mathfrak{S}_\nu$ (mit den Komponenten $\mathfrak{S}_{\nu x}$, $\mathfrak{S}_{\nu y}$, $\mathfrak{S}_{\nu z}$) ein, die in genau analoger Weise definiert wird wie der Wärmestrom in der Theorie der Wärmeleitung, und die als „Strahlungsstrom (von der Schwingungszahl $\nu$)" bezeichnet werden möge. Sei nämlich $df$ ein Flächenelement mit der als positiv angenommenen Normalenrichtung $N$ (Richtungscosinus: $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$), so bedeute

$$\mathfrak{S}_{\nu N}\, df\, dt\, dv$$

diejenige Energiemenge vom Bereich $dv$, die in der Zeit $dt$ mehr im positiven Sinne durch $df$ hindurchtritt als umgekehrt.

Um die Vektornatur dieser Zustandsgröße zu erweisen, sehen wir für einen Augenblick von den Voraussetzungen 1. und 2. ab und betrachten in üblicher Weise ein unendlich kleines

1) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **68**, 583, 1922. Auf diese Arbeit wird im Text mit den Buchstaben An. verwiesen.

1) Man vergl. dazu auch D. Hilbert, diese Zeitschr. **14**, 592, 1913.

2) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. 3. Aufl. Leipzig 1919.

Tetraeder, das von den Koordinatenebenen und einer Ebene mit der Normale $N$ gebildet wird. Bezeichnen wir mit $dv$ sein Volumen, mit $df_x$, $df_y$, $df_z$, $df_N$ seine Seitenflächen, so ist der Energiegewinn durch Strahlung

$$\mathfrak{S}_{vx}\,df_x + \mathfrak{S}_{vy}\,df_y + \mathfrak{S}_{vz}\,df_z - \mathfrak{S}_{vN}\,df_N.$$

Dieser Ausdruck muß verschwinden, weil alle anderen möglichen Energieposten: Änderung der Strahlungsdichte, Änderung des Wärmeinhalts, absorbierte, emittierte, in Strahlung anderer Schwingungszahl verwandelte Energie, proportional $dv$, also von höherer Ordnung unendlich klein sind. Folglich erhält man in bekannter Weise

$$\mathfrak{S}_{vN} = \mathfrak{S}_{vx}\cos\alpha + \mathfrak{S}_{vy}\cos\beta + \mathfrak{S}_{vz}\cos\gamma, \quad (1)$$

woraus die Vektornatur von $\mathfrak{S}_v$ hervorgeht.

Historisch ist zu bemerken, daß der Strahlungsstrom zuerst von Levi-Civita[1]) eingeführt worden ist; jedoch wird seine Vektornatur bei Levi-Civita auf Grund einer speziellen Hypothese über die Anisotropie der Strahlung bewiesen, die nur bei starker Absorption zutreffend ist (An. Zusatz S. 630).

Die Grundgleichungen für das anisotrope, zeitlich veränderliche Strahlungsfeld ergeben sich durch dieselben Überlegungen, wie in der früheren Arbeit (An. S. 588—590). Auf Grund der Annahmen 1. und 2. läßt sich die „Kontinuitätsgleichung" unmittelbar für jede Schwingungszahl hinschreiben; sie lautet

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = -\operatorname{div}\mathfrak{S}_v + 8\pi\mathfrak{E}_v. \quad (A)$$

Die zweite Grundgleichung, die wir als Bewegungsgleichung der Strahlung bezeichnet haben, erhält man, indem man untersucht, wie sich die Intensität $\mathfrak{K}_v$ beim Fortschreiten der Strahlung längs eines Strahles durch Absorption und Neuemission ändert. Unter den gegenwärtigen Voraussetzungen ist zu berücksichtigen, daß der Strahlengang im allgemeinen krummlinig ist.

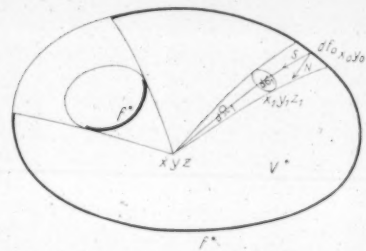
Wir bezeichnen mit $d\Omega_1$ den unendlich kleinen Öffnungswinkel eines Elementarbündels, das an der Stelle $xyz$ beginnt, und mit $d\sigma_1$ seinen orthogonalen Querschnitt an der Stelle $x_1y_1z_1$ (man vergl. die Figur). Mit Hilbert[2]) setzen wir

$$\frac{1}{q_{v1}^2}\frac{d\sigma_1}{d\Omega_1} = S\,(xyz,\ x_1y_1z_1), \quad (2)$$

wo $q_{v1}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Punkte $x_1y_1z_1$ bedeutet. Von der Funktion $S$ der beiden Punkte $xyz$ und $x_1y_1z_1$ ist bekannt[3]), daß sie symmetrisch in bezug auf die beiden Punkte ist. Bedeutet also $d\sigma$ ein festes zum Strahl senkrechtes Flächenelement an der Stelle $xyz$, und $d\Omega$ den räumlichen Winkel, unter dem es bei $x_1y_1z_1$ erscheint, so ist bei festem $d\Omega_1$

$$\frac{d\Omega\,d\sigma_1}{q_{v1}^2} = \frac{d\Omega_1 d\sigma}{q_v^2} = \text{const} \quad (2a)$$

längs des betrachteten Strahles.




Werden statt der rechtwinkligen Querschnitte $d\sigma$ und $d\sigma_1$ beliebig gestellte Flächenelemente $df$ und $df_1$ betrachtet, deren Normalen mit der Strahlrichtung bei $xyz$ bzw. $x_1y_1z_1$ die Winkel $\xi$ und $\xi_1$ einschließen, so tritt an die Stelle von (2a)

$$\frac{d\Omega\,df_1\cos\xi_1}{q_{v1}^2} = \frac{d\Omega_1 df\cos\xi}{q_v^2} = \text{const}. \quad (2b)$$

Bezeichnen wir ferner mit $s$ die Bogenlänge des Strahlenweges, gerechnet von dem Punkte aus, bei dem der Strahl das Feld betritt (bzw. von irgendeinem festen Punkte aus, falls der Strahl aus dem Unendlichen kommt), so erhält man (vgl. An. S. 589—590) als Bewegungsgleichung der Strahlung

$$\frac{1}{d\Omega_1 d\sigma}\frac{\partial\,(\mathfrak{K}_v\,d\Omega_1 d\sigma)}{\partial s} + \frac{1}{q_v}\frac{\partial\mathfrak{K}_v}{\partial t} = \varepsilon_v + \Big| + \mathfrak{E}_v - \alpha_v\mathfrak{K}_v. \quad (B)$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von ihrer früheren Form (An. Gl. (10)) nur dadurch, daß man im ersten Gliede $d\Omega_1 d\sigma$ als variabel anzusehen hat. Unter Berücksichtigung von (2a) erhält man die Form

$$\frac{\partial\mathfrak{K}_v}{\partial s} + \frac{2\mathfrak{K}_v}{q_v}\frac{dq_v}{ds} + \frac{1}{q_v}\frac{\partial\mathfrak{K}_v}{\partial t} = \varepsilon_v + \mathfrak{E}_v - \alpha_v\mathfrak{K}_v. \quad (B')$$

Mit (A) und (B') haben wir die erforderlichen Gleichungen zur Bestimmung der beiden Unbekannten $\varepsilon_v$ und $\mathfrak{K}_v$ gewonnen; denn $\mathfrak{E}_v$ ist als gegeben anzusehen, während $u_v$ und $\mathfrak{S}_v$ sich nach ihrer Definition durch $\mathfrak{K}_v$ ausdrücken lassen (An. Gl. (4) und (6)).

1) T. Levi-Civita, Rend. d. R. Acc. dei Lincei (V) 23. 371—379, 453—464, 1914.
2) D. Hilbert, diese Zeitschr. 13. 1056. 1912.
3) D. Hilbert, l. c. und Straubel, diese Zeitschr. 4. 114, 1903.

Multipliziert man (B′) mit $2d\Omega_1$ und integriert über die Einheitskugel, so erhält man[1])

$$\operatorname{div}\mathfrak{S}_\nu + \frac{\partial u_\nu}{\partial t} = 8\pi(\varepsilon_\nu + \mathfrak{E}_\nu) - q_\nu a_\nu u_\nu. \quad (B'')$$

Diese Gleichung läßt sich auch unmittelbar gewinnen, indem man die Energiebilanz für die strahlende Energie allein aufstellt. Auf diesem Wege hat Levi-Civita[2]), unter Zugrundelegung der bereits erwähnten Hypothese, eine Gleichung abgeleitet, die mit (B″) gleichbedeutend ist.

Der Vergleich von (A) und (B″) liefert die wichtige Beziehung

$$\varepsilon_\nu = \frac{a_\nu q_\nu u_\nu}{8\pi}, \quad (3)$$

die als Verallgemeinerung des bekanntes Satzes[3])

$$\varepsilon_\nu = a_\nu \mathfrak{K}_\nu \quad (4)$$

auf den Fall zeitlich veränderlicher und anisotroper Strahlung anzusehen ist (vgl. An. S. 599—600).

Es muß jedoch betont werden, daß die Gültigkeit von (3) an das Zutreffen der Annahmen 1. und 2. gebunden ist. Läßt man diese Voraussetzungen fallen, so läßt sich auf demselben Wege nur die Relation

$$\int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \frac{1}{8\pi}\left(\int_0^\infty a_\nu q_\nu u_\nu d\nu - c\varrho\frac{\partial T}{\partial t}\right) \quad (5)$$

beweisen, wo $T$ die absolute Temperatur, $c$ und $\varrho$ die spezifische Wärme und Dichte des Mediums bedeuten[4]).

Für den Fall stationärer Zustände gestatten unsere Grundgleichungen (A) und (B) eine bemerkenswerte Umformung. Streicht man in (B) das zweite Glied auf der linken Seite, so erhält man eine totale Differentialgleichung für

$$\mathfrak{K}_\nu d\Omega_1 d\sigma,$$

die sich unter Einführung der Abkürzung

$$\varepsilon_\nu^* = \varepsilon_\nu + \mathfrak{E}_\nu \quad (6)$$

folgendermaßen schreibt

$$\frac{d(\mathfrak{K}_\nu d\Omega_1 d\sigma)}{ds} + a_\nu \mathfrak{K}_\nu d\Omega_1 d\sigma = \varepsilon_\nu^* d\Omega_1 d\sigma. \quad (7)$$

Die Integration liefert

$$\mathfrak{K}_\nu d\Omega_1 d\sigma = \overline{\mathfrak{K}}_\nu d\Omega\, d\sigma_0\, e^{-\int_{x_0y_0z_0}^{xyz} a_\nu ds} + \int_{x_0y_0z_0}^{xyz} \varepsilon_\nu^*(x_1y_1z_1)\, e^{-\int_{x_1y_1z_1}^{xyz} a_\nu ds}\, d\Omega\, d\sigma_1 ds_1;$$

die überstrichenen Größen und der Index o beziehen sich auf den Punkt, bei dem der Strahl in das Feld eintritt, der Index 1 auf das Integrationselement. Beginnt der Strahl also im Endlichen, so ist $\overline{\mathfrak{K}}_\nu$ die Strahlungsintensität an derjenigen schwarzen Fläche, von der er ausgeht; kommt der Strahl aber aus dem Unendlichen, so ist für $\overline{\mathfrak{K}}_\nu$ null zu setzen. Unter Berücksichtigung von (2a) läßt sich die letzte Gleichung auf die Form

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_\nu = \frac{\bar{q}_\nu^2}{q_\nu^2}\overline{\mathfrak{K}}_\nu e^{-\int_{x_0y_0z_0}^{xyz} a_\nu ds} + \\ + \frac{1}{q_\nu^2}\int_{x_0y_0z_0}^{xyz} q_{\nu_1}^2 \varepsilon_\nu^*(x_1y_1z_1)\, e^{-\int_{x_1y_1z_1}^{xyz} a_\nu ds}\, ds_1\end{aligned}\right| \quad (C)$$

bringen.

Setzt man nun diesen Wert für $\mathfrak{K}_\nu$ in die mit (3) gleichbedeutende Beziehung

$$\varepsilon_\nu^* = \frac{a_\nu}{4\pi}\int \mathfrak{K}_\nu d\Omega_1 + \mathfrak{E}_\nu \quad (8)$$

ein, so erhält man eine lineare, inhomogene Integralgleichung zweiter Art für $\varepsilon_\nu^*$:

$$\varepsilon_\nu^*(xyz) = \frac{a_\nu}{4\pi q_\nu^2}\left\{\int \bar{q}_\nu^2 \overline{\mathfrak{K}}_\nu e^{-\int_{x_0y_0z_0}^{xyz} a_\nu ds} d\Omega_1 + \iint q_{\nu_1}^2 \varepsilon_\nu^*(x_1y_1z_1)\, e^{-\int_{x_1y_1z_1}^{xyz} a_\nu ds} ds_1 d\Omega_1\right\} + \mathfrak{E}_\nu(xyz). \quad (9)$$

Die Integration nach $d\Omega_1$ ist über die Einheitskugel zu erstrecken, diejenige nach $ds_1$ — unter Umkehrung der Integrationsrichtung — vom Aufpunkt $xyz$ längs eines jeden Strahles bis zu dem Punkte, wo er zum erstenmal auf einen begrenzenden Körper stößt, bzw. bis ins Unendliche, wenn das Feld in der betreffenden Sehrichtung unbegrenzt ist.

Bedeute $df_0$ ein vom Aufpunkte aus sichtbares Element der Begrenzung mit den Koordinaten $x_0y_0z_0$ und der inneren Normale $N$ (vgl. die Figur), so ist nach (2)

1) Die Rechnung macht von den Definitionsgleichungen für $u_\nu$ und $\mathfrak{S}_\nu$ (An. Gl. (4) und (6)) Gebrauch. Bei der Berechnung von div $\mathfrak{S}_\nu$ ist ferner die Veränderlichkeit der Öffnungswinkel nach (2b) zu berücksichtigen, so daß z. B.

$$\frac{\partial \mathfrak{S}_{\nu x}}{\partial x} = \int \frac{\partial \mathfrak{K}_\nu}{\partial x}\cos\vartheta\, d\Omega_1 + 2\int \frac{\mathfrak{K}_\nu}{q_\nu}\frac{\partial q_\nu}{\partial x}\cos\vartheta\, d\Omega_1$$

ist, wenn $\vartheta$ den Winkel zwischen der Richtung der Strahlung und der $x$-Achse bedeutet.

2) T. Levi-Civita, l. c. S. 462—463, Gl. (22).

3) M. Planck, a. a. O. S. 27.

4) Man erhält (5), indem man (B″) nach $\nu$ integriert, und die so entstehende Gleichung mit An. Gl. (I) und (13) kombiniert.

$$\frac{1}{q_\nu^2}\frac{df_0\cos(Ns)}{d\Omega_1} = S(xyz,\ x_0y_0z_0). \quad (10)$$

Unter Berücksichtigung von (2) und (10) erhält man aus (9) die endgültige Form der Integralgleichung

$$\varepsilon_\nu^*(xyz) = \frac{a_\nu}{4\pi q_\nu^2}\left\{\int_{f^*}\frac{\Re_\nu e^{-\int_{x_0y_0z_0}^{xyz}\alpha_\nu ds}}{S(x_0y_0z_0,\ xyz)}\cos(Ns)\,df_0 + \int_{v^*}\frac{\varepsilon_\nu^*(x_1y_1z_1)\,e^{-\int_{x_1y_1z_1}^{xyz}\alpha_\nu ds}}{S(x_1y_1z_1,\ xyz)}\,dv_1\right\} + \mathfrak{E}_\nu(xyz). \quad (D)$$

Die Integrationen in (D) sind über den Teil des Volumens $v^*$ und die Teile der Begrenzung $f^*$ (in der Figur stark ausgezogen) zu erstrecken, die vom Aufpunkt aus sichtbar sind.

Mit den Gleichungen $D$ und $C$ haben wir die Grundgleichungen der Hilbertschen Theorie[1]) gewonnen, und zwar in der Form, welche die Berücksichtigung der schwarzen Grenzflächen mit sich bringt (An. S. 616).

Kehrt man zu der Annahme eines homogenen Mediums zurück, und setzt demnach $q_\nu$ und $a_\nu$ konstant, so ist für $q_\nu^2 S$ das Quadrat des Abstandes der beiden Punkte $(xyz)$ und $(x_1y_1z_1)$ zu setzen und $d\Omega_1 d\sigma$ wird längs eines jeden Strahles von $s$ unabhängig. Mit dieser Spezialisierung gelangt man von den Gleichungen $A$, $B$, $C$ und $D$ zu denjenigen Gleichungen zurück, welche den Ausgangspunkt der früheren Untersuchung gebildet haben[2]). Was die Behandlung der allgemeineren Gleichungen betrifft, so bleiben die früher angegebenen Methoden anwendbar, wie an anderem Orte ausgeführt werden soll[3]).

1) D. Hilbert, diese Zeitschr. **13**, 1056, 1912.

2) Gleichung A ist identisch mit (Ia) der Annalenarbeit, und B, C D werden gleichlautend mit (10), (IVa) und (IIIa).

3) Man vergleiche den demnächst erscheinenden zweiten Teil der Annalenarbeit.

Leipzig, im September 1922.

## E. Wagner und H. Kulenkampff (München), Das kontinuierliche Röntgenspektrum[1]).

Unsere bisherige Kenntnis von den Gesetzen des kontinuierlichen Röntgenspektrums beschränkt sich wesentlich auf das Duane-Huntsche Gesetz der Grenzfrequenz. Durch seine Beziehung zur Quantentheorie hat dieses besonders große Bedeutung erlangt; Messungen der Grenzfrequenz und der sie erregenden Minimalspannung haben die bisher genauesten Werte für die fundamentale Planncksche Konstante $h$ ergeben. Als nächste Aufgabe erschien die Frage nach der Intensitätsverteilung im Spektrum, sowie die nach der Abhängigkeit von der Ordnungszahl $Z$ des Antikathodenelementes und vom Potential $V$ der Kathodenstrahlen. Besonders die Bestimmung der wahren Intensitätsverteilung bereitet große Schwierigkeiten. Als Wichtigstes ergab sich zunächst die Aufgabe, festzustellen, wieweit der reflektierende Kristall selbst fälschend auf die Intensitätsverteilung einwirkt, also die Aufgabe, seinen Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu messen.

I. Wir haben diese Messung ausgeführt für die (100)-Ebenen von Kalkspat und Steinsalz; als Strahlung von ausreichender Intensität haben wir die $K$-Linien von $Cu$ und $Fe$ benutzt. Unsere Messungen umfassen also einen Spektralbereich von 1,39 bis 1,93 Å. Als Strahlungsquelle diente ein gasgefülltes Rohr mit einem $Al$-Fenster zum Strahlaustritt; es wurde betrieben mit 11000 Volt Spannung einer Akkumulatorenbatterie. Die Entladungsstromstärke und Spannung konnten streng konstant gehalten werden.

Die Methode der Messung besteht darin, daß zunächst eine bestimmte Wellenlänge, etwa die $K\alpha$-Linie des $Cu$, durch Reflexion an einem Kristall — Primärkristall — aus dem Gesamtspektrum ausgesondert wird. Die Intensität dieser Strahlung, die wir also als homogen ansehen können, wird bestimmt durch Ionisationsmessung. Wir stellten dann weiter dem Primärkristall einen zweiten Kristall — Sekundärkristall — von gleicher Gitterkonstante so gegenüber, daß der betrachtete Strahl an ihm nochmals reflektiert wird. Dies tritt dann ein, wenn beider Oberflächen einander genau parallel sind; der zweimal reflektierte Strahl verläuft dann in der gleichen Richtung wie der einfallende vor der ersten Reflexion. Im idealen Fall würde der Sekundärkristall nur bei einem einzigen scharf definierten Winkel Reflexion ergeben (auch bei nicht homogener Strahlung); aber schon die theoretische Interferenzbreite bewirkt, daß Reflexion in einem, allerdings unmeßbar kleinem, Winkelbereich stattfindet. Dieser

1) Der Vortrag ist im folgenden nur in aller Kürze wiedergegeben, da sein Inhalt unterdessen an anderer Stelle ausführlich mitgeteilt ist (Ann. d. Phys. **68**, 369, 1922 und **69**, 548 1922).

Winkelbereich wird nun wesentlich vergrößert durch die natürlichen Unvollkommenheiten im Kristallbau, also in einem Betrage, der je nach dem Kristallexemplar ganz verschieden sein kann. Dreht man den Sekundärkristall schrittweise durch diesen Winkelbereich, so erhält man also eine mehr oder weniger steile oder flache Intensitätsverteilungskurve. Bei Kalkspat erhielten wir Halbweiten dieser Kurven von etwa 1 Bogenminute, Reflexionsmaxima zwischen 10 und 16 Proz. der einfallenden (d.h. einfach reflektierten) Strahlung; bei Steinsalz Halbweiten von der Größenordnung 30 bis 40 Bogenminuten und nur 2 bis 3 Proz. Reflexionsmaximum. Ersichtlich kann dieses Maximum kein richtiges Maß für die Reflexionskraft geben; als solches ist vielmehr die gesamte Intensität anzusehen (Fläche), die sich über den besprochenen Winkelbereich hinzieht. Diese konnten wir am einfachsten in der Weise messen, daß wir den Sekundärkristall mit konstanter, sehr kleiner Winkelgeschwindigkeit $w$ (Einheit: Winkel 1 in Bogenmaß pro 1 Sekunde) rotieren ließen und die Gesamtintensität $E$ bestimmten durch Summation im Elektrometer, mit welchem (durch Aufladung) der Ionisationsstrom gemessen wurde. Der Ausdruck $R = \frac{E \cdot w}{J}$ ($J$ = einfallende Intensität pro Sekunde) ist dann ein eindeutiger Wert des Reflexionskoeffizienten in absolutem Maß.

Die Messungen, die wir so durchführten, haben ergeben, daß $R$ für Kalkspat fast unabhängig von der Wellenlänge ist, dagegen für Steinsalz nach kürzeren Wellen hin stark zunimmt. Im Mittel — für unseren Wellenlängenbereich — reflektiert Steinsalz etwa dreimal so stark als Kalkspat. Eine gute Bestätigung der relativen Werte für die beiden Kristalle erhielten wir durch vergleichende Messungen in einfacher Reflexion. Die Mittelwerte vieler Beobachtungen sind in der folgenden Tabelle angegeben, zusammen mit ergänzenden Werten im kurzwelligen Gebiet, welche von Bragg und Mitarbeitern[1]) (Steinsalz), sowie von Davis und Stempel[2]) (Kalkspat) gemessen sind. Davis und Stempel benutzten selbst nur die Reflexionsmaxima; wir konnten aus dem von ihnen mitgeteilten Material annähernd die Gesamtintensität im Sinne obiger Definition berechnen.

W. L. Bragg und Mitarbeiter haben auf Grund der Theorie von Darwin und Compton eine einfache Formulierung der Reflexionskoeffizienten gegeben, welche den gemessenen Wellenlängenverlauf sowohl für Steinsalz als

Tabelle I.

| Beobachter | Wellenlänge in Å. | $\frac{E \cdot w}{J} \cdot 10$ Kalkspat | Steinsalz |
|---|---|---|---|
| Davis u. Stempel | 0,37 | ca. 8,9 | — |
| | 0,58 | | — |
| | 0,79 | | — |
| Bragg . . | 0,615 | — | 54,1 |
| Wir . . . | 1,39 | 7,6 | — |
| | 1,54 | 7,95 | 26,8 |
| | 1,75 | 7,82 | — |
| | 1,93 | 7,51 | 18,7 |

auch für Kalkspat in recht befriedigender Weise wiedergibt, und zwar im ganzen Wellenlängenbereich der Tabelle I. Damit ist ein guter Anschluß unserer Messungen an die der anderen Autoren erreicht.

II. Zur Bestimmung der $Z$-Abhängigkeit wurde ein Rohr mit vierkantiger, drehbarer Antikathode benutzt, so daß jeweils vier verschiedene Metalle im Rohr zur Verfügung standen. Die Antikathode wurde mit Wasser gekühlt; die Temperaturerhöhung dieses mit konstanter Geschwindigkeit durchfließenden Kühlwassers wurde durch ein Thermoelement gemessen und gab ein Maß für die Kathodenstrahlenergie, soweit sie zur Erzeugung von Röntgenstrahlen dient. Diese Methode hat sich sehr gut bewährt. Da bei Gasentladung neben dem Elektronenstrom stets auch Ionenstrom vorhanden ist, kann der im Entladungskreis

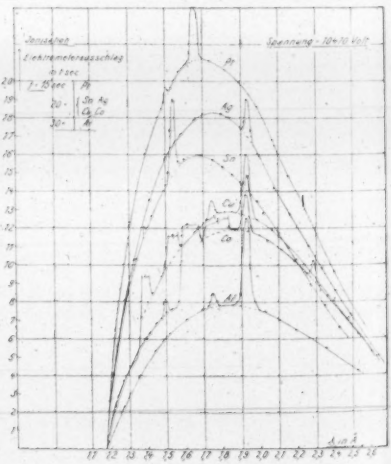


Fig. 1.

1) W. L. Bragg, W. James und H. Bosanquet, Phil. Mag. März und Juli 1922.
2) B. Davis u. W. Stempel, Phys. Rev. März 1922.

galvanometrisch gemessene Gesamtstrom nicht zur Energiebestimmung benutzt werden, insbesondere nicht beim Wechsel des Antikathodenmetalles. — Als reflektierender Kristall diente Kalkspat; die Intensität wurde wieder durch Ionisation gemessen.

In Fig. 1 sind einige so erhaltene Kurven wiedergegeben; hierbei ist die Spannung konstant gehalten auf 10470 Volt und $Z$ variiert. Außer den dargestellten Spektren wurden noch die von $Fe$ und $Ni$ gemessen. Der Ordinatenmaßstab ist für die einzelnen Kurven ein verschiedener und in der Fig. 1 angegeben als Aufladungszeit des Elektrometers, mit welchem der Ionisationsstrom gemessen wurde. Die sehr ins Auge fallenden Spektrallinien stammen von Verunreinigungen, die in Wahrheit nur äußerst gering sind. Die $K$-Linien der reinen Elemente ($Co$, $Cu$) sind ganz erheblich stärker und in der Figur nur angedeutet. Mit $Ag$ und $Pt$ als Antikathoden wurden ferner Spektren gemessen bei veränderter Entladungsspannung zwischen 7000 und 12000 Volt; sie geben das aus ähnlichen Messungen bekannte Bild.

III. Die Röntgenstrahlen werden bereits innerhalb der Antikathode stark absorbiert und es ist zunächst nötig, diesen Einfluß zu eliminieren. Denn die Absorption entstellt einerseits die Intensitätsverteilung, andererseits ist sie bei den schwereren Elementen viel stärker als bei den leichten, so daß also aus Fig. 1 über die $Z$-Abhängigkeit noch nichts zu entnehmen ist (dort stehen $Ag$ und $Sn$ in umgekehrter Reihenfolge ihrer $Z$). Die Bestimmung der Absorption war in folgender Weise möglich: Die in der Beobachtungsrichtung austretenden Röntgenstrahlen bilden mit der Oberfläche der Antikathode einen Winkel $\psi$, der im allgemeinen zur Steigerung der Intensität ziemlich klein gewählt wird. Ändert man nun diesen Winkel durch schrittweise Drehung der Antikathode, während der Winkel zwischen Kathodenstrahl und beobachtetem Röntgenstrahl (in unseren Versuchen stets ein rechter) konstant bleibt, so ändert sich damit auch der Weg, welchen die Röntgenstrahlen im Innern der Antikathode zurückzulegen haben. Mit wachsendem $\psi$ nimmt also die Intensität der austretenden Strahlen zu, und zwar hat sich ergeben, daß der Logarithmus der Intensität linear gegen $\frac{1}{\sin\psi}$ verläuft. Dies steht im Einklang mit einer einfachen approximativen Berechnung und gibt die Möglichkeit, extrapolatorisch die absorptionsfreie Intensität zu ermitteln.

Die neuen Kurven der Intensitätsverteilung weichen wesentlich von den unmittelbar gemessenen ab, besonders bei den schweren Metallen und im langwelligen Teile. Hier ergeben sich Korrekturen bis zu einigen 100 Proz. Die Spektren der Fig. 1 zeigen nach Ausführung der Korrektur für alle $Z$ einen einander sehr nahe ähnlichen Verlauf; ihre Maxima und auch die umschlossenen Flächen sind in guter Annäherung proportional $Z$. Die auffallende Schwächung, welche bei $Co$ und $Cu$ hervortrat bei den Wellenlängen, die kürzer sind als die Wellenlänge der $K$-Absorptionskante, verschwindet nach Ausführung der Absorptionskorrektur bis auf einen sehr kleinen Rest, welcher wohl Beobachtungsfehlern zuzuschreiben ist. Die Schwächung beruht also nicht etwa auf einer Beeinflussung des Kontinuums durch die Linienemission, sondern auf der selektiv verstärkten Absorption dieser Wellenlängen in der Antikathode.

IV. Außer dem bereits besprochenen Einfluß des Kristalls war nun noch zu berücksichtigen die Absorption in dem $Al$-Fenster des Rohres, durch welches die Strahlen austreten, und in der Luftstrecke bis zur Ionisationskammer. In der Ionisationskammer selbst werden die Strahlen nicht vollständig absorbiert, hier war also auch eine entsprechende Korrektur anzubringen, wobei die Ionisation proportional gesetzt wurde der auf die Länge der Kammer absorbierten Strahlung. Wenn wir nun schließlich noch die Spektren umzeichnen mit der Frequenz $\nu$ als Abszisse und (wegen $d\nu = \frac{\nu^2}{c} d\lambda$) $J_\nu = \frac{c}{\nu^2} J_\lambda$ als Ordinate, so er-

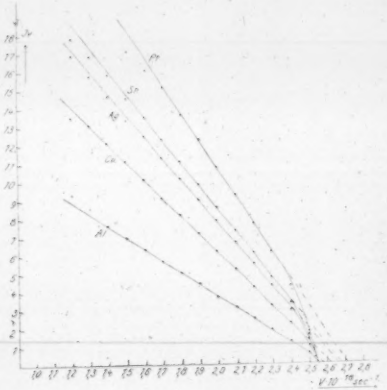



Fig. 2.

gibt sich eine überraschend einfache und zwar universelle, d. h. für alle Spannungen und alle Elemente gültige Gestalt der Intensitätsverteilung.

Fig. 2 gibt das Endergebnis der Umrechnungen für die Spektren von Fig. 1. Sie zeigt in der Hauptsache einen linearen Anstieg[1]) der Intensität gegen $\nu$. Der Tangens des Neigungswinkels $\gamma$ dieser Geraden gegen die Abszissenachse ist innerhalb der Versuchsfehlergrenzen (etwa $2^1/_2$ Proz.) proportional der Ordnungszahl $Z$, wie aus Tabelle II zu entnehmen ist.

Tabelle II.

| Element | $Z$ | const. tg $\gamma$ |
|---|---|---|
| *Al* . . . | 13 | 12,5 |
| *Fe* . . . | 26 | 25,9 |
| *Co* . . . | 27 | 27,1 |
| *Ni* . . . | 28 | 28,0 |
| *Cu* . . . | 29 | 29,0 |
| *Ag* . . . | 47 | 45,7 |
| *Sn* . . . | 50 | 49,1 |
| *Pt* . . . | 78 | 73,8 |

(Die Spektren von *Fe*, *Co* und *Ni* sind aus Gründen, deren Erläuterung l. c. zu finden ist, in Fig. 2 nicht eingezeichnet. Sie fügen sich dem Gesamtbilde gut ein.)

Auffallend ist der Knick in der Nähe der Grenze $\nu_0$; er ist bereits früher von dem einen von uns bei Isochromatenmessungen aufgefunden worden[2]). Seine jetzt festgestellte Abhängigkeit von $Z$ beweist, daß er nicht zufälliger Natur sein kann, und möglicherweise selbst mit dem Elementarprozeß der Strahlung ursächlich zusammenhängt. Definieren wir als Größe des Knickes den Abstand: Schnittpunkt der verlängerten Geraden mit der Abszissenachse bis zur Grenzfrequenz $\nu_0$, so ergibt er sich ebenfalls proportional $Z$.

Fig. 3, in welcher das Endergebnis einiger Spektren von *Ag* bei verändertem Potential dargestellt ist, zeigt, daß mit wachsender Spannung das ganze Spektrum lediglich eine Parallelverschiebung erfährt. Ersichtlich wächst hiernach in erster Annäherung die Gesamtintensität des Spektrums mit dem Quadrat des Potentials $V$. Die Neigung des linearen Teiles und die Größe des Knickes bleiben konstant.

Nicht berücksichtigt ist in unseren Darstellungen eine etwa vorhandene Wellenlängenabhängigkeit des Verhältnisses zwischen Ionisation und wahrer Strahlenenergie. Boos[1]) hat kürzlich Messungen dieses Verhältnisses veröffentlicht, aus denen er eine beträchtliche Abhängigkeit ableitet. Wir möchten indessen diese prinzipielle Frage durch jene Messungen für noch nicht endgültig geklärt halten.

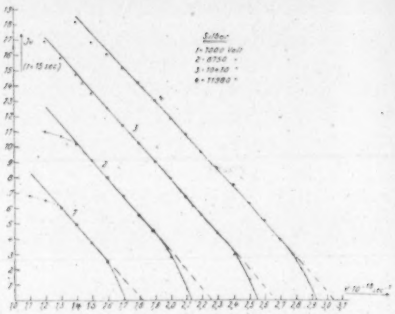


Fig. 3.

1) Wieweit ins langwellige Gebiet dieser lineare Verlauf extrapoliert werden kann, bleibt fraglich.
2) E. Wagner, Ann. d. Phys. **57**, 401, 1918.

1) B. Boos, Zeitschr. f. Phys. **10**, 1, 1922; vgl. hierzu die Bemerkungen von K. Kulenkampff, Ann. d. Phys. **69**, 548, 1922.

## Diskussion.

Wentzel-München: Aus theoretischen Gründen ist zu vermuten, daß der Knick in den Intensitätskurven, auf den der Herr Vortragende hingewiesen hat, bei theoretisch reineren Versuchsbedingungen (z. B. Emission in sehr dünner Antikathode) in verschärfter Form zur Erscheinung kommen sollte.

Wagner: Solche Versuchsbedingungen, die an sich realisierbar sind, bieten die Schwierigkeit, daß die Intensität der Strahlung sehr dünner Schichten sehr klein wird.

**J. E. Lilienfeld (Leipzig), Die Röntgenstrahlung der Kathode bei der autoelektronischen Entladung.** (Mit Tafel XIII.)

Ich zeigte vor anderthalb Jahren in Berlin der Physikalischen Gesellschaft, dann im Kolloquium in Leipzig und in Halle eine neue Art von Hochvakuumentladung. Ich nannte diese neue Entladung die „autoelektronische", weil bei ihr die den Stromtransport besorgenden Elektronen einzig und allein von dem elektrischen Felde selbst in Freiheit gesetzt wer-

den, ohne daß an der kaltbleibenden Kathode irgendwelche elektronenfreimachenden Wirkungen, wie Beheizung, Bestrahlung, Zwischenwirkung einer Ionisation u. a. m. zur Anwendung gelangen. Die Abwesenheit der Ionisation, also der Hochvakuumcharakter der Entladung ist daraus zu erkennen, daß die Kathode und der Zwischenraum zwischen ihr und der Antikathode keinerlei sichtbare Strahlung aussendet. Licht kommt nur von den Auftreffstellen der Kathodenstrahlen auf die Antikathode. Es ist dies die bei jedem Elektronenaufprall auf Metall entstehende „blaugraue" Strahlung, deren Untersuchung erst von mir angebahnt und dann im hiesigen Physikalischen Institut von mir und Dr. Rother weitergeführt wurde. Abwesenheit der Ionisation erhellt ferner aus der Tatsache, daß die Kathode nicht erhitzt und nicht angegriffen wird. Selbst wenn sie die Gestalt einer äußerst feinen Spitze hat, ändert sich nichts an ihr durch hundert Stunden langen Betrieb. Schließlich beweist die Fluoreszenzverteilung auf der Glaswand, die diejenige einer Hochvakuumröntgenröhre ist, den Hochvakuumcharakter des Phänomens.

Die Entladung wird — gleiches Material der Kathode und gutes Vakuum vorausgesetzt — einzig und allein durch die geometrische Anordnung bestimmt. Von zwei Anordnungen gestattet diejenige Stromdurchtritt bei geringerer Spannung, bei welcher die Kraftliniendichte an der Kathode die größere ist. Es kommt also auf die Gestalt der Kathode an, deren „aktiv" sein sollende Fläche einen kleineren Krümmungsradius — Spitze, Schneide — als der Rest der Elektrode erhalten muß. Ferner ist die Entfernung von der Anode von Einfluß. Dieser Sachverhalt besagt unter Mitberücksichtigung des im Folgenden über die Röntgenstrahlung der Kathode mitzuteilenden, daß für ein gegebenes Material ein bestimmter, endlicher Potentialsprung in einem eine bestimmte kleine Größe nicht übersteigenden Abstand von der Kathode notwendig ist[1]), um die Freimachung der Elektronen einzuleiten. Der Sprung kann erzeugt werden beispielsweise bei stumpfen Elektroden und großen Entfernungen mit einer höheren Klemmenspannung, bei spitzen Elektroden und geringen Entfernungen mit einer niedrigeren Klemmenspannung. Allein auf diesen Sprung kommt es an, er ist eine Materialkonstante.

1) Im Gegensatz zu einer starken, auf eine unendlich kleine Nähe der Kathode beschränkten Kraft. Dieser Satz ist zunächst indirekt erschlossen. Sein bindender Beweis soll an Hand der Bestimmung der Abstandsfunktion gegeben werden.

Unter gleichen geometrischen Verhältnissen verhalten sich verschiedene Materialien verschieden. Es gilt der Satz: Von zwei verschiedenen Metallen gibt dasjenige im autoelektronischen Effekt bei niedrigerer Spannung Elektronen ab, welches im lichtelektrischen Effekt bei einer größeren Wellenlänge anfängt Elektronen abzugeben. So ist es möglich, mit einer Cäsiumelektrode spitzer Form und einem Abstand von der Größenordnung 1 mm bei wenigen hundert Volt den Anfang des Elektronenüberganges zu beobachten, während bei den Schwermetallen unter gleichen Bedingungen über 5000 Volt gegangen werden muß.

An den lichtelektrischen Effekt erinnert auch die Temperaturunabhängigkeit der autoelektronischen Entladung. Von der Temperatur der flüssigen Luft aufwärts bis zu derjenigen, bei welcher die thermische Elektronenabgabe des Richardson-Effektes sich bemerkbar zu machen anfängt, ist eine Zunahme des Effektes nicht zu sehen. In einzelnen Fällen beobachtet man vielmehr, daß die Stromstärke unter sonst konstanten Bedingungen bei niedrigerer Temperatur sich um mehrere Prozente höher einstellt als bei höherer Temperatur. Das ist auf einen rein sekundären Grund zurückzuführen, nämlich darauf, daß im kühlen Zustand das Vakuum besser ist, Gasspuren aber den autoelektronischen Effekt verringern. Es besteht also diametraler Gegensatz gegenüber der thermischen Elektronenabgabe (dem Richardson-Effekt).

Freilich zeigt der thermische Effekt mit dem autoelektronischen eine Ähnlichkeit insofern, als auch beim ersteren Versuchsbedingungen verwirklicht werden können, bei welchen Elektronen durch steigende Spannung in zunehmenden Mengen aus dem Metall herausgezogen werden. Man denke an die bekannten Versuche von Schottky mit sehr dünnen Glühdrähten und kleinem Anodenabstand. Doch ist der Schottky-Versuch genau so wie der gesamte Erscheinungskomplex des Richardson-Effektes temperaturabhängig, wogegen der autoelektronische Effekt durchweg temperaturunabhängig ist. Die Deutung des letzteren nach der Art von Richardson-Schottky unter Zugrundelegung der Vorstellung freier Metallelektronen oder nach der Art von Richardsons Gegnern in Verbindung mit der Annahme einer chemischen Reaktion begegnet demzufolge Schwierigkeiten. Es dürfte in der Tat nicht ohne Einführung von Neuannahmen möglich sein, ein physikalisches Bild der Erscheinung zu formen. Ich will darauf am Schluß des Vortrages zurückkommen.

Gelegentlich der autoelektronischen Auslösung sind von mir noch verschiedene andere

in mancher Hinsicht beachtenswerte Beobachtungen gemacht und auch veröffentlicht worden. So beispielsweise eine Eigenschaft der von den Elektronen des Kathodenstrahls beschriebenen Bahn u. a. m. Für heute habe ich aber nicht die Absicht, das gesamte Material im Zusammenhange zur Sprache zu bringen. Ich habe vielmehr als Einleitung meines heutigen Vortrages einiges zur Charakterisierung der Erscheinung lediglich deshalb herausgegriffen, um Ihre Einstellung zu meinem eigentlichen Thema zu vermitteln, zu welchem ich nunmehr übergehe.

Schon in früheren Veröffentlichungen habe ich mitgeteilt, daß die aktiven Flächen der Kathode eine Röntgenstrahlung aussenden, welche erheblich weicher ist als die Strahlung der Antikathode. Die Lochkameraaufnahme zeigt, daß, während die Flächen kleinsten Krümmungsradius, also die Spitzen und Schneiden, verhältnismäßig kräftige Röntgenstrahlen emittieren, die anderen Teile der Kathode sich überhaupt nicht abbilden, auch nicht die den Spitzen und Schneiden nächstgelegenen Flächenelemente. Es wird bei den Versuchen eine Kathode aus Molybdän benutzt, welche die Gestalt einer Zackenkrone hat und entstanden ist durch sieben Einschnitte in ein Rohr von 6 mm äußerer Weite und etwa $^1/_2$ mm Wandstärke. Die Entfernung der Zackenspitzen von der flachen *Pt-Ir*-Anode beträgt reichlich 6 mm. Die Betriebsbedingungen sind: 3 Milliamp. bei 12—13 cm Schlagweite. Die früheren Aufnahmen sind mit einer etwas reichlichen Blendenweite und einer nicht ganz sicheren Aufstellung gemacht und zeigen die Wiedergabe der Randlinie im großen Ganzen in einem stetig zusammenhängenden Zuge.

An dieser Stelle setzen neue Versuche an. Die autoelektronische Entladung besitzt die Eigenart, daß — falls keine besonderen Maßnahmen eingeführt werden — die Kathodenstrahlen in mehreren Bündeln kleinsten Querschnitts verlaufen. Dementsprechend wird die Anode in einer Anzahl kleiner, punktförmiger Flecke von den Kathodenstrahlen getroffen (Fig. 1). Folglich ist anzunehmen, daß auch die Auslösung der Elektronen an der Kathode sich auf einzelne Punkte konzentriert. An den früheren Aufnahmen ist das aber nicht zu erkennen. Dies empfand ich als unbefriedigend und habe nun gemeinsam mit Dr. Hofmann eine erschütterungsfreie Aufstellung der Aufnahmeanordnung vorgenommen, auch eine kleinere Öffnung an Stelle der früheren größeren benutzt. Die Aufnahmen sind in der Fig. 2 wiedergegeben. Man sieht deutlich[1]) eine Diskontinuität des Randbildes der Zackenkrone — die Schwärzung konzentriert sich merklich um einzelne Punkte, offenbar diejenigen, an welchen die einzelnen Kathodenstrahlbündel ansetzen. Das Bild läßt sich dahin auffassen, daß es auf den Zacken und an den Spitzen einige Stellen gibt, an denen aus geometrischen Gründen eine erheblich größere Kraftliniendichte sich einstellt als an der übrigen Kathodenoberfläche. Diese Stellen sind es, welche infolge der größten Feldstärke Elektronen abgeben und auch Röntgenstrahlen emittieren.

Zwei mögliche Einwände sind zu erwähnen. Zunächst, daß die Kathodenstrahlung vorgetäuscht ist und die Aufnahmen lediglich, von der im Kathodenmetall gestreuten, von der Antikathode herrührenden Strahlung gezeichnet werden. Dieser Einwand ist bereits kraft der Feststellungen älteren Datums widerlegt: erstens deshalb, weil der Kathodenstrahlung eine viel geringere Härte zukommt als der eigentlichen Antikathodenstrahlung, zweitens deshalb, weil von der Kathode nichts, außer den den Flächen kleinsten Krümmungsradius entsprechenden Linienzügen, im Lochkamerabild wiedergegeben wird. Die neue Beobachtung bringt einen dritten Beweisgrund gegen die Streustrahlenaufnahme, nämlich die Zusammenziehung der Strahlenmaxima auf einzelne Punkte.

Der andere mögliche Einwand wäre, daß verkehrt gepolte Spannungswechsel, welche negativ an der Antikathode ankommen, mit Hilfe einer Ionisation der Gasreste Elektronen freimachen, sie auf die Kathode schleudern und so in gewöhnlicher Weise an der Kathode Röntgenstrahlen auslösen. Solche verkehrten Spannungen sind aber aufs sorgfältigste vermieden worden. Die Aufnahmen waren gemacht unter Benutzung einer Ventilröhre, eines mechanischen Gleichrichters und die Schwingungen abdämpfender hochatomiger Widerstände. Abgesehen davon könnten die Aufnahmen gar nicht erklärt werden auf Grund der Annahme des Bewerfens mit Elektronen von der Antikathodenseite her, denn auf diesem Wege würde nicht ausschließlich die Zackenlinie abgebildet werden, es müßte vielmehr die ganze Kathode mehr oder weniger sich abzeichnen. Um aber dem Einwand ganz und gar die Spitze zu brechen, ist die Röhre mit einer Spannung von 17—18 cm Schlagweite in verkehrter Polung betrieben worden. Da der autoelektronische Effekt Ventilcharakter hat, findet hierbei ein mit den üblichen Instrumenten (Milliampèremeter) meßbarer Stromdurchgang durch die Röhre nicht statt. Bei gleichlanger Expositionszeit entsteht auch nicht die Spur eines Eindrucks auf der Platte.

Steht somit die Tatsache der Röntgenstrahl-

1) Bedauerlicherweise läßt infolge reproduktionstechnischer Schwierigkeiten die Figur nicht ganz so gut die in Frage kommenden Merkmale erkennen wie das Originalnegativ und seine Projektion beim Vortrag es taten.

emission der Kathode fest umrissen da, so kann das andererseits von keiner derjenigen physikalischen Deutungen behauptet werden, welche im Rahmen der üblichen Vorstellungen möglich sind. Der bei einem Physiker sich in erster Linie beinahe rein assoziativ einstellende Gedanke ist derjenige an eine Impulsstrahlung, welche bei der Beschleunigung der Elektronen von der Kathode ausgesandt wird. In der Tat folgt aus elektrostatischen Gründen, daß ein starkes Feld an der Spitze oder Schneide der Kathode besteht. Bei der Abschätzung der Größenordnungen ergibt sich aber eine erhebliche Schwierigkeit. Die Kathode sendet eine immerhin recht hochfrequente Strahlung aus, welche nicht nur durch das Glas des Rohres, sondern auch durch Aluminiumschichten von der Größenordnung eines Millimeters durchzudringen imstande ist. Zur Erzeugung solch kurzwelliger Impulsstrahlung müßte einerseits der zugehörige Potentialsprung in der Größenordnung eines Atomdurchmessers stattfinden. Die Elektrostatik ergibt aber andererseits für den Fall eines in einer Zylinderachse ausgespannten Drahtes, daß der Krümmungsradius des Drahtes von der nächst höheren Größenordnung klein sein muß, als die Bemessung des an der Drahtoberfläche stattfindenden Potentialsprunges. Folglich müßte der Krümmungsradius der Spitze ganz außerordentlich viel kleiner sein, als es überhaupt verwirklicht werden kann. Die Erfahrung lehrt aber, daß die autoelektronische Entladung auch von verhältnismäßig stumpfen Spitzen aus — Krümmungsradien von mehreren Zehnteln Millimeter — noch leicht eingeleitet werden kann. Und zwar, wie ich bereits anfangs gesagt habe, mit einer für gleiche Kathodengestalt bei gleichem Material reproduzierbare Stromspannungsbeziehung.

Wollte man also an der Vorstellung der Impulsstrahlung festhalten, so müßte man das Ergebnis der elektrostatischen Berechnung aufgeben zugunsten der Annahme, daß an der Kathode eine sehr viel stärkere Kraft herrscht, als aus der Potentialtheorie gefolgert werden kann. Tatsächlich ergibt die Beobachtung die Möglichkeit des Bestehens einer solchen Abweichung. Ich meine die von mir früher beschriebene erhebliche Anziehungskraft zwischen den beiden Elektroden, welche beim Einsetzen der Entladung zusätzlich zu derjenigen Anziehung entsteht, die bei gleicher Klemmenspannung, jedoch ohne Entladung, rein aus elektrostatischen Gründen zu beobachten ist. Wollte man aber diese Tatsache mit zur Erörterung bringen, so würde das aus dem Rahmen der anerkannten physikalischen Bilder heraustreten. Hiermit aber auch aus dem Rahmen dessen, was ich heute — nicht zuletzt wegen der Zeitknappheit — hier vorzubringen mir vorgenommen habe.

Hingegen möchte ich noch darauf hinweisen, daß man sich die Strahlung der Kathode noch auf eine andere Art denken kann, nämlich in Anlehnung an die Vorstellungen über Atomstruktur. Faßt man die in dem intensiven Felde an der spitzen Kathode befindlichen Metallatome ins Auge, so erkennt man folgendes: Die Bahnen der um den Kern kreisenden Elektronen werden im Felde verzerrt und zwar die Bahnen der äußeren Elektronen mehr als diejenigen der inneren Elektronen. So ist es denkbar, daß durch die Wirkung des Feldes der Übertritt eines Elektrons aus einem äußeren Ringe in einen inneren verursacht und dabei die quantentheoretisch bestimmte Strahlung ausgestrahlt wird. Freilich entzieht sich die für die Ringverzerrung gegebenenfalls erforderliche Feldstärke meinem Urteil; vielleicht kann sie an Hand der Atomtheorie errechnet werden.

Die ausgestrahlte Strahlung ist, wie bereits hervorgehoben, recht hochfrequent und entstammt fraglos einer der inneren Elektronenbahnen; es ist nicht unmöglich, daß es bei meiner Beobachtung die Eigenstrahlung des Metalles war. Eine Spektraluntersuchung[1]) dürfte nicht ohne größere Mittel, als die augenblicklich zur Verfügung stehenden, möglich sein, doch stimmt die aus der Absorption hervorgehende Schätzung der Härte mit der Molybdän-$K$-strahlung überein. Daraus folgt aber eine Schwierigkeit für die Hypothese der Ringverzerrung; denn es wäre logisch, daß, ehe das Feld die innersten Atomelektronen angreift, es zunächst einmal die äußersten loslöst. Dann wäre zu erwarten, daß eine autoelektronische Kathode auch sichtbares Licht ausstrahlt. Dies ist aber niemals beobachtet worden, auch nicht bei den elektropositivsten Metallen, wie Natrium, Kalium und Cäsium. Die Kathoden bleiben vollkommen dunkel, selbst bei stärkster zuverlässiger Belastung einer überaus feinen Spitze von 10 Milliamp. und mehr. Die Temperaturunabhängigkeit des Effektes ist womöglich nur als eine andere Wirkung der gleichen Ursache aufzufassen. Denn auch sie weist darauf hin, daß der Effekt nicht die lose angekoppelten Elektronen angreift, sich vielmehr auf diejenigen der inneren Ringe beschränkt.

Das bedingt fraglos eine Schwierigkeit in der Vorstellung. Möglicherweise kann man aber einen Notausweg anbahnen, indem man für die Elektronenwolke, welche — wie allge-

1) Eine solche wäre auch deshalb von Interesse, weil in Anbetracht des kräftigen Feldes Änderungen im hochfrequenten Eigenspektrum (Linienverschiebung usw.) zu erwarten sind.

mein gedacht zu werden pflegt — einer jeden Metalloberfläche vorgelagert ist, folgendes annimmt. Bei Temperaturen, die weit unterhalb des thermischen Richardson-Effektes liegen, ist die Elektronenwolke von einer verhältnismäßig geringen Mächtigkeit, und sie erschöpft sich im autoelektronischen Elektronenübergang bei sehr geringer Stromstärke. Würden also die Elektronen entsprechend langsam nachgeliefert werden, dann könnte nach Erschöpfung der Wolke das Gefälle ansteigen, bis die mehr nach innen gelegenen Elektronen der Atomringe von ihm erfaßt werden.

### Diskussion.

Wien-München: Es handelt sich hier offenbar um ein Eindringen des elektrischen Feldes ins Innere des Metalls. Das eingedrungene Feld muß das Austrittspotential der Elektronen überwinden, wodurch der Zusammenhang mit dem lichtelektrischen Effekt erklärt wäre. Für die Aussendung der Röntgenstrahlung müßte allerdings ein starkes Feld innerhalb des Metalls angenommen werden, das die Elektronen so beschleunigt, daß ein Teil schon in der Oberfläche der Kathode zurückgehalten wird und dort Röntgenstrahlen erzeugt.

Suhrmann-Dresden: Da ein Zusammenhang mit dem lichtelektrischen Effekt insofern besteht, als die Reihenfolge der Metalle bezüglich der zur Entladung nötigen Spannungen die der roten Grenzen ist und da letztere sich mit der Entgasung verschieben, so müßte sich auch eine Veränderung der Höhe der notwendigen Spannung bei der entgasten Spitze zeigen. Sind Beobachtungen in dieser Hinsicht gemacht worden?

Lilienfeld-Leipzig: Der autoelektronische Effekt ist in der Tat stark abhängig von den den Kathoden vorgelagerten Gasschichten. Ist die Kathode nicht gut entgast, oder belegt sie sich mit einem von der Anode gelegentlich abgegebenen Gasrest, dann ändert sich das Bild der Entladung. In der Tat muß man ganz besondere Sauberkeit walten lassen, um der Ausbildung einer Ionisation und dem Szintillieren der Spitze zu entgehen. Ein Experimentieren mit absichtlich verunreinigten Spitzen dürfte auf beträchtliche Schwierigkeiten stoßen. Es ist im Gegenteil zweckmäßig, die Spitze durch Bewerfen mit Elektronen von einer Glühdrahtschleife oder einer Hilfsspitze aus zu reinigen. Man kann auch die äußerste Metallschicht durch einen Verdampfungsvorgang oder einen Schmelzvorgang im Hochvakuum erzeugen. Bemerkenswert ist hingegen, daß allem Anscheine nach manchmal der große Spannungsabfall an der Spitze als solcher allein schon fähig ist, die Gasschichten zu zerstören.

Marx-Leipzig: Habe ich Herrn Wien richtig dahin verstanden, daß seine Erklärung die folgende ist? Es werden die aus dem Innern des Metalls durch das Feld herausgezogenen Elektronen auf Metallatome der Kathode selbst stoßen und dort die von der Kathode ausgehende Röntgenstrahlung freimachen. Dann ist die so entstehende Röntgenstrahlerzeugung prinzipiell nicht verschieden von der, welche wir bei jeder Röntgenstrahlerzeugung haben.

Wien-München: Jawohl, das ist mein Gedanke.

Lilienfeld-Leipzig: Ich sehe, daß ich die Erklärung von Herrn Wien erst mißverstanden habe. Ich kann mir schwerlich vorstellen, daß einerseits das Feld durch eine erste Metallschicht hindurchgreift und unter ihr Elektronen auslöst, andererseits aber ein Aufprall dieser Elektronen auf die vorgelagerten Atome stattfindet. Nebenbei müßte dann eine Erhitzung der Spitze stattfinden — dies ist noch nie beobachtet worden.

Wien-München: Sind denn Temperaturmessungen an der Kathode angestellt worden?

Lilienfeld-Leipzig: Das allerdings nicht. Die Kathode war aber bei mehreren Versuchen mit flüssiger Luft gefüllt, und selbst bei starker Belastung der Röhre konnte eine Beschleunigung des an sich äußerst langsamen Siedevorganges nicht beobachtet werden. Auch zahlreiche andere Beobachtungen weisen auf die Abwesenheit einer nennenswerten Erwärmung hin.

Wien-München: Mit Bestimmtheit kann erst etwas gesagt werden, wenn die Größe der zu erwartenden Erwärmung abgeschätzt und durch eine Messung geprüft wird.

Schottky-Würzburg: Ich möchte auf einen Zusammenhang mit der Elektronenentladung bei kleinen Abständen hinweisen. In beiden Fällen traten Entladungen bei mittleren Feldstärken von der Größenordnung $10^6$ Volt pro cm an der Oberfläche auf, während eine Betrachtung, die ich früher (Jahrb. d. Rad. u. Elektronik 1915, S. 201—204) gegeben habe, erwarten läßt, daß erst, wenn die Feldstärke in eine erheblich höhere Größenordnung kommt (ca. $10^8$ Volt/cm), ein Elektronenaustritt aus kalten Elektroden erfolgt. Ich habe deshalb schon bei dem Vortrag von Herrn Rother darauf hingewiesen, daß es sich nach meiner Ansicht in diesem Falle um eine Elektronenentladung handelt, die an submikroskopischen Spitzen der Metalloberfläche auftritt, wo auf sehr kleine Entfernungen (und darauf kommt es an) weit höhere als die mittleren Potentialgradienten wirksam sein können. Ich sehe nun

in den vom Herrn Vortragenden vorgeführten Bildern, die das punktweise Auftreten der kalten Entladung zeigen, eine Bestätigung dieser ebenfalls schon 1915 von mir ausgesprochenen Vermutung.

Lilienfeld-Leipzig: Ich habe es ganz besonders hervorgehoben, daß es bei der autoelektronischen Entladung nicht lediglich auf einen hohen Potentialgradienten ankommt, sondern auch darauf, daß ein ganz erheblicher Gesamtspannungsabfall an der Spitze stattfinde. Die Röntgenstrahlung der Kathode ist hochfrequent genug, um durch die Glaswand der Röhre und sogar mehrere Zehntel Millimeter Aluminium zu dringen. Niemand wird glauben, daß eine solche Strahlung ohne einen Spannungsabfall von vielen tausend Volt entsteht. Demgegenüber erscheinen die Stromübergänge von Earhart und Rother bei sehr kleinen Abständen und Klemmenspannungen um 50 Volt herum als etwas Verschiedenes. Möglich, daß bei so geringen Abständen irgendein neues Moment sich geltend macht, beispielsweise Ineinandergreifen der den beiden Elektroden vorgelagerten, durch Anziehung stark deformiert zu denkenden Elektronenwolken, vielleicht unter besonderer Beteiligung von sekundären und reflektierten Elektronen. Dies wäre wesensgleich mit der eigentlichen Metalleitung. Es bestehen aber auch andere Möglichkeiten der Auffassung, und es ist nicht unwahrscheinlich, daß ein die Erscheinung folgerichtig wiedergebendes Bild noch auf ganz andere Grundlagen zu stellen sein wird.

Schottky-Würzburg: Von Elektronensphären, die merkliche Raumladungswirkungen ausüben, kann bei den tiefen Temperaturen wohl kaum die Rede sein. Die atomaren Wirkungssphären der beiden Metalle erstrecken sich andererseits mit merklicher Wirkung nur auf Entfernungen von weniger als $10^{-7}$ cm, während die Rotherschen Abstände bis $10^{-4}$ cm gehen. Ich sehe also hier keinen prinzipiellen Unterschied der beiden Entladungsarten. Bei der Erklärung der Lilienfeldschen Grenzspannungswerte müßte man m. E. auch die Potentialungleichheiten an der Oberfläche, die „Spitzenwirkung" irgendwie in Betracht ziehen.

Ferner möchte ich noch einen anderen Punkt zur Sprache bringen und im Gegensatz zu dem Herrn Vortragenden vermuten, daß doch eine gerade Linie von dieser kalten Elektronenladung zur thermischen Elektronenemission führt. Je stärker die angelegten Felder sind, ein desto geringerer Teil der Austrittsarbeit braucht durch thermische Eigenenergie der Metallelektronen überwunden zu werden; überschreitet die Feldstärke einen gewissen Wert, wie das wegen der Spitzenwirkung sehr plötzlich zu geschehen scheint, dann greift das Feld auch in den thermisch unangeregten Elektronen- und Ionenkomplex an der Metalloberfläche ein und man hat eine von der Temperatur unabhängige Entladung. Doch müssen sich alle Zwischenstufen bis zum Eintritt dieses temperaturunabhängigen Effektes verfolgen lassen.

Lilienfeld-Leipzig: Der erste Teil der Bemerkung von Herrn Schottky vermag mich nicht unbedingt zu überzeugen, doch möchte ich am heutigen Abend den Meinungsaustausch nicht weiter fortsetzen. Zu dem zweiten Teile der Bemerkung mache ich darauf aufmerksam, daß er mir durchaus mit der Erklärung übereinzustimmen scheint, welche ich am Schlusse des Vortrages als eine mögliche hingestellt habe. Nämlich daß erstens die Elektronenwolke sich bereits bei einem sehr geringen, mit den benutzten Milliampèremetern nicht meßbaren Strom erschöpft und erst daraufhin zweitens der autoelektronische Effekt einsetzt, bei welchem der hohe Spannungsabfall mit der Röntgenstrahlung Hand in Hand geht. Vielleicht bedient sich der Stromübergang bei sehr kleinen Abständen und sehr geringen Stromstärken lediglich der ersten Elektronenklasse. Ich möchte es aber auch jetzt wieder — wie bereits im Vortrag geschehen — hervorheben, daß eine endgültige Entscheidung zwischen den verschiedenen angeregten Auffassungen mir nicht möglich erscheint, solange die Erscheinung nicht nach den anderen von mir angedeuteten Richtungen durchforscht ist. Eine endgültige Festlegung glaube ich zurzeit ablehnen zu müssen.

Wentzel-München: Versteht man die besprochene Röntgenstrahlung als Eigenstrahlung, so hat man gar nicht nötig, sie mit der gleichzeitigen Elektronenstrahlung in Zusammenhang zu bringen. Die Bohrschen Besetzungszahlen werden durch die elektrostatischen Störungen unstabil; es werden Quantensprünge auch ohne (Kosselsche) Anregung möglich.

Lilienfeld-Leipzig: Ganz recht, das liegt durchaus im Sinne der einen der von mir als möglich hingestellten Auffassungen.

**Adalbert Bokowski (Göttingen), Untersuchungen zur Einsteinschen Gravitationstheorie.**

Der Vortragende berichtet über eigene Untersuchungen zur Erklärung der „Effekte zweiter Ordnung" in der Einsteinschen Gravitationstheorie, wobei besonders die „Leverrier-Anomalie" der Merkurperihelbewegung berücksichtigt

wird. Der Zweck der Darlegungen ist, einen großen Teil des von Einstein aufgewandten Formelapparates (Riemanns Krümmungstheorie) zu vermeiden. Aus der Einsteinschen Theorie werden folgende zwei Punkte benutzt: 1. Die Bewegung eines Massenpunktes ist eine geodätische Linie eines Raum-Zeit-Kontinuums mit passender Maßbestimmung. 2. Das Gravitationspotential ist der Tensor der Maßbestimmung, und seine Komponente $g_{44}$ ist durch das klassische Newtonsche Gravitationspotential in Verbindung mit 1. bestimmt. Das Ergebnis der Untersuchung ist, daß die unbekannte Maßbestimmung für das Perihelbewegungsproblem nicht nur durch die komplizierte Integration der Einsteinschen Feldgleichungen, sondern durch einfache und verhältnismäßig plausible Annahmen in der notwendigen Näherung direkt gefunden wird, indem Zusatzglieder in die Formeln der klassischen Theorie eingeführt werden. An den mathematischen Bau der Zusatzglieder werden folgende Forderungen gestellt: a) Zentralsymmetrie; b) Charakter eines Newtonschen Potentials hinsichtlich der Ordnung des Null- und Unendlich-Werdens; c) die neue Maßbestimmung muß die Determinantengleichung erfüllen $|g_{\mu\nu}| = -1 \bmod \varepsilon^2$. Der Punkt a) steht in Übereinstimmung mit dem allgemeinen Relativitätsprinzip, in dem Sinne, wie es F. Klein in seinem „Erlanger Programm" für die Geometrie ausgesprochen hat; denn Sonnenmittelpunkt und unendlich Weites sind durch die Natur des Problems von vornherein ausgezeichnet. Eine ausführliche Darstellung soll demnächst in der Physikalischen Zeitschrift erscheinen.

## Diskussion.

Reichenbächer-Wilhelmshaven: Ich meine, bei Annahme der Kugelsymmetrie ist die Integration der Feldgleichungen nicht schwer.

Bokowski-Göttingen: Von einer Schwierigkeit, die in der Integration der Feldgleichungen bei Annahme von Kugelsymmetrie liegen soll, ist selbstverständlich nicht die Rede, wenn man den mathematischen Ausdruck des Riemannschen Krümmungstensors (bzw. des verjüngten Krümmungstensors) als gegeben annimmt, ohne sich um sein Bildungsgesetz bzw. den ganzen invariantentheoretischen Apparat, der zu seiner Herleitung und zu seinem Verständnis erforderlich ist, kümmert. Meines Erachtens war aber das letztere bisher immer notwendig und die ausgezeichneten Darstellungen der allgemeinen Relativitätstheorie, wie sie z. B. in den Werken der Herren v. Laue und W. Pauli jun. vorliegen, entwickeln in aller Breite das in Betracht kommende „schwere mathematische Geschütz". Ich möchte hier nochmals hervorheben, daß ich mit meinen Erörterungen gerade zeigen wollte, daß es zur Erklärung der „Effekte zweiter Ordnung", wie sie die Einsteinsche Gravitationstheorie liefert, überhaupt nicht nötig ist, auf die Feldgleichungen zurückzugehen und daß man sich mit nicht mehr mathematischen Hilfsmitteln behelfen kann, als sie eben die spezielle Relativitätstheorie (Invariantentheorie der linearen orthogonalen Transformationen) erfordert. Trotzdem besteht Übereinstimmung mit dem allgemeinen Relativitätsprinzip[1]), wenn man die von mir angedeutete Überlegung auf der Basis des Kleinschen Erlanger Programms durchführt. Setzt man dieselbe ins Analytische um, so wird man auf Riemanns Krümmungstheorie zurückgeführt.

Fricke-Berlin-Westend: Ich weise den Redner auf eine Erweiterung der Newtonschen Theorie hin, die ich in der Naturwissenschaftl. Wochenschrift 1922 (S. 517) angegeben habe. Dabei wird eine drehende Komponente des Gravitationsfeldes $\sim \frac{1}{r}$ und eine Reibungskraft $\sim v^2$ eingeführt. Der Ansatz ist mit Keplers Gesetz in Übereinstimmung und dürfte ebenfalls zu einer Perihelbewegung führen.

Bokowski-Göttingen: Ich möchte dazu bemerken, daß ich in meiner Erklärung der „Leverrier-Anomalie" in der Merkurperihelbewegung, wenigstens was die physikalischen Randbedingungen betrifft, durchaus den Spuren Einsteins gefolgt bin und nicht neue Annahmen gemacht habe, wie sie z. B. in der Reibungskraft oder der drehenden Komponente des Gravitationsfeldes, von der der Herr Vorredner sprach, zum Ausdruck kommen. Was ich vorzutragen beabsichtigte, war eine Abänderung der Newtonschen Theorie unter Benutzung des Einsteinschen Relativitätsgedankens. Bezüglich einer Beschränkung des mathematischen Formelapparates habe ich mich schon in der Erwiderung auf Herrn Reichenbächer geäußert.

Runge-Göttingen und Mie-Halle geben die Anregung, das Gravitationsfeld beliebig verteilter Massen im Sinne des vom Redner vorgetragenen Verfahrens zu untersuchen.

1) Eine rein mathematische Untersuchung zu dieser Frage bereitet Verf. augenblicklich vor. (Anm. bei der Korrektur.)

## E. Wiechert (Göttingen), Zur Ätherfrage.[1])

### § 1. Der Weltuntergrund.

1. Zu den wichtigsten Zügen des physikalischen Weltbildes gehört die Erkenntnis eines Weltuntergrundes, welcher den ganzen Bereich der uns zugänglichen Sinnenwelt umspannt und von der sinnlich wahrnehmbaren Materie, sowie von dem elektromagnetischen Feld seinem Wesen nach durchaus verschieden ist. Daß dieser Weltuntergrund nicht genügend beachtet wird, ist einer der hauptsächlichsten Gründe für die vielfach zutage tretenden Unklarheiten über das Weltbild der Physik.

2. Über die Wesensart des Weltuntergrundes liegen zwei Vorstellungen im Streit: Die Raumzeitvorstellung und die Äthervorstellung. Dabei ist es überraschend, zu beobachten, wie dieser Streit sich öfters unbewußt abzuspielen scheint. Es ist aber durchaus erforderlich, sich des Gegensatzes bewußt zu werden. (E. Wiechert 1915.)

3. Die Raumzeitvorstellung wurde von Newton zur Erklärung der Bestimmtheit des Inertialfeldes geschaffen; sie erhielt durch A. Einstein bei Verwertung Minkowskischer Gedanken eine allgemeinere Ausgestaltung in dem $G$-Feld.

4. Bei der weitestgehenden Ausgestaltung der Raumzeitvorstellung durch Einstein 1917 wird angenommen, der Raumzeituntergrund (das $G$-Feld) sei restlos durch die Materie = Energie bestimmt. A. Einstein bezeichnet diese Annahme 1918 als das „Machsche Prinzip"; weiterhin wird es das „Mach-Einsteinsche Prinzip" genannt werden.

5. Für die Äthervorstellung ist der Weltuntergrund etwas Substanzielles. Da er körperliche Wirkungen aufnehmen und ausüben kann, darf er auch als Körper bezeichnet werden. — Das Wort „substanziell" ist hier in dem einfachen physikalischen Sinne zu verstehen.

6. Bei weitestgehender Ausgestaltung der Äthervorstellung wird angenommen, das elektromagnetische Feld kennzeichne Zustandsänderungen des Äthers und die sinnlich wahrnehmbare Materie verdanke ihrer Verkettung mit dem Äther Ausdehnung, Trägheit und Kraftwirkungen, also überhaupt die Körperlichkeit (z. B. E. Wiechert seit 1894).

7. Die Äthervorstellung kann aufgefaßt werden als eine physikalische Weiterführung der Raumzeitvorstellung, welche unter Hinweis auf die körperlichen Wirkungen des Weltuntergrundes es für nötig hält, dem Raumzeituntergrund einen substanziellen Träger zu geben.

8. E. Mach, der in Carl Neumann einen Vorläufer hatte, wandte sich seit 1872 gegen die Newtonsche Vorstellung eines Raumzeituntergrundes als Ursache des Inertialfeldes. Der absolute Raum ist nach Mach ein „verzweifelter Gedanke". Wörtlich lesen wir in dem Machschen Buch über Mechanik: „Alle Massen, alle Geschwindigkeiten, demnach alle Kräfte sind relativ." Der Ersatz des absoluten Raumes durch ein Medium (also durch den Äther) wird mit Vorsicht, aber ausführlich besprochen. Wendet man sich dieser Vorstellung zu, „so könnte man doch hoffen, über dieses hypothetische Medium in Zukunft mehr zu erfahren, . . .".

9. Im Anschluß an Mach soll als „Machsches Prinzip der Relativiät" oder als „Prinzip der Körperrelativität" die Behauptung bezeichnet werden, alle physikalischen Bewegungsvorgänge ohne Ausnahme, auch die Bewegungen eines scheinbar sich selbst überlassenen Körpers, seien bestimmt durch die Wechselwirkung der Körper untereinander.

10. Entsprechend der Auffassung des Weltuntergrundes als Raumzeit oder als Äther, kann das Machsche Relativitätsprinzip zwei verschiedene Ausdeutungen erfahren: Eine direkte (E. Wiechert 1915) und eine indirekte (A. Einstein 1917).

11. Bei der direkten Ausdeutung wird geschlossen, jede körperliche physikalische Wechselwirkung verlange körperliche Übertragung von Ort zu Ort. Dann muß zur Erklärung der Bestimmtheit des Inertialfeldes etwas Substanzielles an Ort und Stelle angenommen werden, so daß schon für die Mechanik sich die Notwendigkeit der Äthervorstellung ergibt.

12. Die indirekte Auffassung entspricht dem Mach-Einsteinschen Prinzip; dabei wird angenommen, die Materie bestimme den Raumzeituntergrund und dieser wiederum bestimme die Bewegungsvorgänge der Materie.

---

1) Neuere Schriften des Verfassers, die für den Vortrag in Betracht kommen:
Relativitätsprinzip und Äther, diese Zeitschr. **12**, 689—707, 737—758, 1911.
Die Mechanik im Rahmen der allgemeinen Physik. Kultur der Gegenwart, Bd. Physik, S. 1—78, 1915.
Bemerkungen zu einer elektrodynamischen Theorie der Gravitation. Astron. Nachr. **211**, Spalte 275—284, 1920.
Die Gravitation als elektrodynamische Erscheinung, Ann. d. Physik, IV. Folge, **63**, 301—381, 1920.
Der Äther im Weltbild der Physik, Nachrichten d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-physik. Kl., 1921, S. 29—70; als Sonderschrift im Verlag der Weidmannschen Buchhandlung, Berlin 1921.
Prinzipielles über Äther und Relativität (Vortrag auf dem Physikertag 1921 in Jena), diese Zeitschr. **23**, 25—28, 1922.
Anmerkungen zur Theorie der Gravitation und über das Schicksal der Gestirne, Vierteljahresschr. d. Astr. Gesellsch. **56**, 171—191, 1921.

## § 2. Physikalischer Relativismus und Physik der Lorentz-Transformation.

13. Die Gesamtheit der Einsteinschen Relativitätsgedanken, welche Koordinatensysteme, oder Systeme der „Gleichzeitigkeit", oder Bewegungszustände, oder physikalische Vorgänge für völlig gleichwertig in physikalischer Hinsicht erklärt, obgleich sie dem Beobachter als verschieden erscheinen, soll wegen der Beziehungen zum philosophischen Relativismus „physikalischer Relativismus" genannt werden. In früheren Arbeiten benutzte ich den Ausdruck „Einsteinsches Prinzip der Standpunktsrelativität".

14. Um des Relativismus wegen verneint die Einsteinsche Schule den Äther und bleibt bei der Vorstellung des Raumzeituntergrundes stehen.

15. Der Relativismus hat sicherlich hohen heuristischen Wert gehabt. Demgegenüber darf aber nicht verkannt werden, daß er für den mathematisch physikalischen Tatbestand nicht notwendig ist. An diesem Tatbestand wird nichts geändert, auch wenn man den Relativismus ganz beiseite legt.

16. Der physikalische Tatbestand, welcher hier in Betracht kommt, wird gegeben durch eine Reihe von Gesetzen, welche durch die Lorentz-Transformation zusammengefaßt werden und kann daher passend als „Physik der Lorentz-Transformation" bezeichnet werden, wenn man den historischen Zusammenhang mit dem Relativismus nicht betonen will. Das Verdienst des Relativismus liegt in der mächtigen Anregung, welche er zur Ausarbeitung der Physik der Lorentz-Transformation gegeben hat, sein Irrtum in dem Anspruch, für diese Physik die notwendige erkenntnistheoretische Grundlage zu bilden.

17. Die Unabhängigkeit der Physik der Lorentz-Transformation vom physikalischen Relativismus wird sehr einfach dadurch bewiesen, daß die entscheidenden physikalischen Grundlagen jener Physik schon 1904 vorlagen, während die erste Arbeit, welche den Relativismus brachte, erst $1^1/_2$ Jahre später, 1905, erschien.

18. Zu der vom Relativismus unabhängigen Physik der Lorentz-Transformation gehört insbesondere die Minkowskische Raumzeitgeometrie nebst ihrer Erweiterung auf veränderliche Maßverhältnisse durch A. Einstein. Diese Geometrien können aufgefaßt werden als Ausdeutungen mathematisch-physikalischer Sätze durch Verwendung einer imaginären vierdimensionalen Geometrie.

19. In einem beschränkten Sinne kann der Relativismus auch bei Annahme der Äthervorstellung beibehalten werden, nämlich als „formaler" oder „bedingter" Relativismus. Demgegenüber wäre dann der Einsteinsche Relativismus als „radikaler" oder „unbedingter Relativismus" zu bezeichnen. An Stelle der vollen physikalischen Gleichwertigkeit tritt beim formalen Relativismus eine formale Gleichwertigkeit für gewisse Betrachtungsweisen oder gewisse Arten der Beschreibung („physikalische Abbildung").

20. Der formale Relativismus sagt aus, daß bei Änderung des Bewegungszustandes des Beobachters oder bei seiner Überführung von einer Stelle des Weltalls zu einer anderen, er selbst an den Änderungen teilnimmt und ihm daher wegen gewisser wichtiger physikalischer Besonderheiten des Weltbaues Umwandlungen der Umgebung verborgen bleiben.

## § 3. Physik der Lorentz-Transformation.

21. Für die richtige Auffassung der einschlägigen Theorien muß beachtet werden, daß die „Geschwindigkeit" einen Bewegungszustand dadurch kennzeichnet, daß sie ihn auf einen anderen Bewegungszustand bezieht. Demgemäß erscheinen Richtung und Zahlwert der Geschwindigkeit abhängig von der Wahl des Bezugsystems und der Einheiten für Länge und Zeit. Durch diese in der Beschreibung zutage tretende Verschiedenheit wird aber der Bewegungszustand selbst, der etwas Tatsächliches ist, gar nicht berührt. Zur Beschreibung des tatsächlichen Bewegungszustandes werde ich wie in früheren Arbeiten den Ausdruck „Schreitung" benutzen.

22. Grundlegend für die Physik der Lorentz-Transformation ist die durch Beobachtungen sehr gut gestützte Annahme, die Lichtausbreitung an jeder Stelle der Welt, auch da, wo keine Materie vorhanden ist, und überall im Innern der Materie, wenn man diese beiseite gerückt denkt, erfolge in örtlich fest gegebenen Schreitungen.

23. Die Physik der Lorentz-Transformation nimmt weiter an, daß eben dasselbe Inertialfeld sowohl die Mechanik, als auch die Elektrodynamik umfasse. Demgemäß erscheinen die Lichtschreitungen durch den Weltuntergrund bestimmt.

24. Durch die Beobachtungen bei der Sonnenfinsternis im Mai 1919 ist ein — freilich nur sehr geringer — Einfluß der Materie auf die Lichtschreitungen und damit auf den Weltuntergrund sehr wahrscheinlich geworden.

25. Die Lorentz-Transformation (1897 und 1904) weist hin auf eine Änderung der Form der materiellen Körper (Lorentz-Deformation) und eine Änderung der Trägheit der

physikalischen Vorgänge, d. h. eine Änderung ihrer Ablaufsgeschwindigkeit (Lorentzsche Trägheitsänderung), welche Bewegungsänderungen begleiten. Die Änderung der Trägheit der Vorgänge entspricht einer Änderung der Trägheit der Massen. Über die Deutung der Änderungen, ob sie wirklich oder scheinbar sind, besteht noch heute Unsicherheit. Ich werde, wie ich es schon früher getan habe, beweisen, daß ihnen, gemäß der ursprünglichen Lorentzschen Auffassung, wirkliche Änderungen entsprechen, wenn diese auch infolge einer der Perspektive ähnlichen Wirkung nicht immer offen zutage treten.

26. Die Änderung der Trägheit der Massen in den bekannten Formeln

$$m_l = m_0/k^3, \quad m_t = m_0/k, \quad k = \sqrt{(1-(v/c)^2)}$$

wurde als Folge der Lorentz-Deformation von H. A. Lorentz 1904 abgeleitet. Sie wurden damals auch schon auf Grund des vorhandenen Beobachtungsmaterials geprüft. Auch diese Formeln und ihre Prüfung durch das Experiment sind historisch und sachlich vom Relativismus unabhängig.

27. Für die Gültigkeit der Lorentz-Deformation und der damit zusammenhängenden Trägheitsänderungen spricht der Fizeausche Versuch in Verbindung mit dem Michelsonschen Versuch und den übrigen Versuchen, welche die Bewegung der Erde gegen den Äther nachweisen wollten, aber negativen Erfolg hatten. Vor allem aber spricht dafür das Verhalten der Elektronen bis herauf zu Geschwindigkeiten, welche der Lichtgeschwindigkeit nahe kommen, denn dies Verhalten bestätigt durchaus die soeben mitgeteilten Formeln und damit die Lorentz-Deformation durch positive Versuchsergebnisse.

28. Unter ausdrücklicher Betonung der Unabhängigkeit vom physikalischen Relativismus wird im folgenden die Physik der Lorentz-Transformation als zutreffend angenommen werden. Es ist denkbar, sogar vom Ätherstandpunkt aus wahrscheinlich, daß diese Physik der Lorentz-Transformation nicht strenge gilt. Vermutlich wird die Annäherung immer ungenauer, je näher der Bewegungszustand den Lichtschreitungen kommt, um schließlich ganz aufzuhören.

29. Jene Physiker, die als scharfe Gegner des Relativismus geneigt sind, die Physik der Lorentz-Transformation mit dem Relativismus abzulehnen, möchte ich ganz besonders auf die Unabhängigkeit beider hinweisen.

30. Nach der Physik der Lorentz-Transformation kann die Materie wenigstens in der uns bekannten physikalischen Form das Gebiet der Unterlichtschreitungen nicht verlassen. Die Annäherung des Bewegungszustandes an die Lichtschreitungen erfordert theoretisch einen bis ins Unendliche steigenden Aufwand von Energie.

## § 4. Drei Beweise für die Notwendigkeit der Äthervorstellung bei Anwendung des Machschen Prinzips der Relativität in direkter Form.

31. Nimmt man im Anschluß an E. Mach an, Raum und Zeit könnten körperliche Wirkungen nicht ausüben, so wird die Notwendigkeit der Äthervorstellung dargetan,

erstens (Beweis I) durch die Bestimmtheit des Inertialfeldes;

zweitens (Beweis II) durch die Bestimmtheit der Lichtschreitungen;

drittens (Beweis III) durch den Umstand, daß die Materie an den Bereich der Unterlichtschreitungen gebunden ist. — In früheren Arbeiten habe ich auf die erste der Begründungen der Äthervorstellung 1915, auf die beiden folgenden 1911 hingewiesen.

32. Ein heutiger Physiker, der glaubt, ohne die Äthervorstellung auskommen zu können, und dennoch die Physik der Lorentz-Transformation anerkennt, wird sich fragen müssen, welchen an Ort und Stelle wirkenden Ursachen er die physikalische Bestimmtheit des Inertialfeldes und der Lichtschreitungen, sowie die Beschränkung der Materie auf die Unterlichtschreitungen zuschreiben will. Er wird dann erkennen, daß es unmöglich ist, bei der Zeichnung des Weltbildes der Physik ohne die Vorstellung eines Weltuntergrundes mit weitem Machtbereich auszukommen. Bleibt er dann bei der Meinung, daß Raum und Zeit schon genügend seien, um den Weltuntergrund zu bilden, so wird er beachten müssen, daß ich und wohl mancher Physiker mit mir es für ganz undenkbar halten, Raum und Zeit könnten für sich schon körperliche Wirkungen ausüben, und daß wir daher in der Abweisung der Äthervorstellung nichts anderes als ein Verbot für das physikalische Weiterdenken sehen.

## § 5. Zwei Beweise für die Notwendigkeit der Äthervorstellung, welche zugleich die Unhaltbarkeit des physikalischen Relativismus in der gebräuchlichen unbedingten Form dartun.

33. Versuch der drei Schreitungen in Stafetten-Form. Im Interesse der Kürze werden die Erörterungen an spezielle Verhältnisse geknüpft. — Im freien Weltenraum befinde sich fern von den übrigen Gestirnen ein Weltkörper, der sich selbst überlassen ist, und keine Drehung besitzt. Die Abwesenheit der

Drehung kann z. B. durch Versuche mit Faucoultschen Pendeln festgestellt werden. Der Weltkörper, der das „Bezugssystem" genannt werden soll, sei so klein, daß seine Gravitation nur eine geringe Rolle spielt. Den noch vorhandenen Einfluß dieser Gravitation denken wir uns durch die Rechnung eliminiert. Im Bezugssystem werde eine gerade Bahn für die Versuche mit den Beobachtungsstationen I und II abgesteckt, wobei I als Hauptstation, II als Nebenstation gilt. Bei der Hauptstation steht die Beobachtungsuhr. Das Licht brauche die Laufzeit $T$, um von I nach II und wieder zurück zu laufen. — Jeder Versuch wird so angeordnet, daß von den beiden Körpern $A$ und $B$, die während des Versuches und genügend vorher und nachher sich selbst überlassen bleiben, der Körper $A$ sich in der Richtung von I nach II, der Körper $B$ sich in umgekehrter Richtung bewegt. Man könnte an Wagen denken, die mit gleichmäßiger Geschwindigkeit auf Schienen laufen und an I und II vorüberfahren. Es wird dafür gesorgt, daß $A$ und $B$ gerade an der Station II aneinander vorübergehen; in dieser Festsetzung liegt die einzige Bedeutung der Nebenstation II. $A$ und $B$ zusammen sollen als „Stafette" bezeichnet werden, die von I ausgeht und wieder zu I zurückführt.

34. Der radikale physikalische Relativismus behauptet für unsern Versuch, jeder Bewegungszustand der Körper $A$ und $B$ sei jedem andern völlig gleichwertig und wendet sich gegen die Annahme eines substanziellen Weltuntergrundes darum, weil ein solcher die Gleichwertigkeit aufheben würde. Die Aufgabe des Folgenden besteht darin, zu zeigen, daß die Gleichwertigkeit nicht besteht.

35. Behauptung: Der Lorentz-Deformation entsprechen nicht nur scheinbare, sondern auch wirkliche Formänderungen. (Beweis IV für die Notwendigkeit der Äthervorstellung.) Auf dem Körper $A$ werden zwei Marken angebracht, die mit ihrer Verbindungslinie parallel der Bahn liegen. $l_A$ sei der Abstand der Marken, wenn er bei Ruhe des Körpers $A$ im Bezugssystem gemessen wird, $l_B$ habe entsprechende Bedeutung für $B$. Der Stafettenversuch wird nun mehrfach wiederholt, wobei der Bewegungszustand der beiden Glieder der Stafette der Lichtgeschwindigkeit jedes Mal näher gebracht wird. Es wächst also die Geschwindigkeit der Stafette von Versuch zu Versuch. Beim Vorübergang von $A$ an der Station I wird die Zeitdifferenz $t_A$ beobachtet, in welcher die beiden Marken nacheinander vorübergehen. Ebenso wird die entsprechende Zeitdifferenz $t_B$ festgestellt. Nach den Lehren der Physik der Lorentz-Transformation wachsen dann die Quotienten $v_A = l_A/t_A$ und $v_B = l_B/t_B$ ohne Grenzen ins Unendliche, weil $t_A$ und $t_B$ zu Null herabsinken, wenn der Bewegungszustand der Körper $A$ und $B$ sich den Lichtschreitungen annähert. Die Geschwindigkeit der Stafette scheint also nach diesen Beobachtungen ins Unendliche zu wachsen. Andererseits bleibt aber die Laufzeit der Stafette von I bis II und wieder zurück größer als die Lichtlaufzeit $T$, wodurch eine endliche Bewegung angezeigt wird. Wie ist der Widerspruch zu erklären? Erlaubt man dem Verstand ein unbefangenes Urteil, so muß geschlossen werden, daß bei Annäherung des Bewegungszustandes eines Körpers an die Lichtschreitungen eine wirkliche, d. h. eine wirkungsvolle Verkürzung der Dimensionen, entsprechend der Lorentz-Deformation stattfindet. Die verschiedenen Unterlichtschreitungen haben also für die Physik der Materie tatsächlich verschiedene Bedeutung. Das widerspricht dem radikalen physikalischen Relativismus und spricht für die Annahme der Mitwirkung eines substanziellen Weltuntergrundes.

36. Behauptung: Der Lorentzschen Trägheitsänderung entsprechen nicht nur scheinbare, sondern auch wirkliche Änderungen der Ablaufsgeschwindigkeit der physikalischen Vorgänge. (Beweis V für die Notwendigkeit der Äthervorstellung.) Im vorigen Jahr auf dem Physikertag in Jena zeigte ich unter Verwertung des Versuches der drei Schreitungen in Stafettenform, daß Überlegungen ähnlicher Art, wie sie im Artikel (35) durchgeführt wurden, zu dem Schluß führen, die Ablaufsgeschwindigkeit der physikalischen Vorgänge (z. B. der Lichtschwingungen) sinke wirklich auf Null herab, wenn der Bewegungszustand des Körpers sich den Lichtschreitungen annähert. Wegen der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit muß ich heute auf die Druckwiedergabe des Vortrags in der Physikalischen Zeitschrift hinweisen.

37. Mit der nun zweimal gewonnenen Folgerung, die Unterlichtschreitungen seien für die Physik der Materie untereinander verschiedenwertig, stimmt weiter stützend vortrefflich zusammen der Umstand, daß aus der Gesamtheit der Schreitungen für die Physik sich in den Lichtschreitungen eine Klasse von ausgezeichneter Bedeutung heraushebt, und daß Unterlichtschreitungen und Überlichtschreitungen sich physikalisch durchaus verschieden verhalten (Wiechert 1911). Angesichts dieser tatsächlichen Unterschiede unter den Schreitungen scheint mir die Behauptung des radikalen Relativismus, die Unterlichtschreitungen seien unter-

einander völlig gleichwertig, unnatürlich und daher nicht haltbar.

38. Sieht man in der Physik der Lorentz-Transformation eine Darstellung von Beobachtungsergebnissen, so zeigen die eben durchgeführten Überlegungen, daß der radikale Relativismus im Hinblick auf die Beobachtungsergebnisse zurückgewiesen werden muß. Es gibt aber auch eine theoretische Erwägung, die gegen ihn spricht: Er beachtet nicht genügend den Zusammenhang der Dinge in der Welt. Irgendein Körper darf niemals als etwas für sich allein in der Welt Bestehendes gedacht werden. Seine Bindung mit der übrigen Welt bewirkt, daß ihm das Inertialfeld, das System der Lichtschreitungen usw. vorgeschrieben wird und weiter dann, daß jeder andere Bewegungszustand für ihn zu etwas physikalisch Verschiedenem wird.

39. Genau wie jede andere Schreitung, so wird an jeder Stelle der Welt auch jedes andere Koordinatensystem grundsätzlich eine andere physikalische Bedeutung haben.

## § 6. Hypothese der endlichen, geschlossenen Welt.

40. Von Mathematikern und Astronomen ist mehrfach die Hypothese einer endlichen, geschlossenen Welt ins Auge gefaßt worden, z. B. von dem Astronomen Harzer 1908.

41. Bei der Ausarbeitung seiner 1916 erschienenen „allgemeinen Relativitätstheorie" ließ sich Einstein von Machschen Gedanken leiten. Doch erkannte er 1917, daß der geplante Abschluß der Theorie nur durch die Annahme einer endlichen, geschlossenen Welt zu erreichen ist. Nimmt man die zunächst 1916 gegebenen Grundgleichungen für den Weltuntergrund (für das $G$-Feld) an, so ergeben sich Schwierigkeiten für das Unendliche, welche nötigen, den Weltuntergrund genau ebenso wie in Newtons Theorie der Materie überzuordnen. (Das ist von Einstein ausdrücklich hervorgehoben worden, wird aber von seinen Anhängern oft nicht beachtet. Es ist überhaupt merkwürdig zu sehen, wie die Anhänger vielfach einen extremeren Standpunkt einnehmen als Einstein selbst.) Der Unterschied gegen Newton scheint dann darin zu bestehen, daß die Materie gewisse kleine Verzerrungen des Weltuntergrundes bewirkt. Dem Machschen Prinzip der Relativität wird aber ebenso wenig Genüge geleistet wie in der Newtonschen Theorie. Auch die Theorie von 1916 ist also im Sinne von Mach noch keine Relativitätstheorie. Die „Drehung" eines Körpers z. B. erscheint auch in dieser Theorie als eine Bewegung gegen einen Raumzeituntergrund, der in wesentlicher Hinsicht gegenüber der Materie seine Selbständigkeit bewahrt. Um diese Schwierigkeit aus dem Wege zu räumen, fügte A. Einstein 1917 in seinen Gleichungen die „$\lambda$-Glieder" hinzu. Dann ergibt sich eine endliche, geschlossene Welt. Es kann der Weltuntergrund mit der Materie vereinigt werden und die indirekte Deutung des Machschen Prinzips wird möglich.

42. Wird eine endliche, geschlossene Welt angenommen und die Physik der Lorentz-Transformation anerkannt, so läßt sich direkter als in (35) und (36) zeigen, daß die verschiedenen Schreitungen für die Physik verschiedene Werte besitzen; die Stafette wird unnötig. Es lassen sich dann nämlich durch Gedankenexperimente ausgezeichnete Schreitungen auffinden, bei welchen die Dimensionen der Körper am größten sind und der Ablauf der physikalischen Vorgänge am schnellsten vor sich geht. — Wiederum sollen im Interesse der Kürze besonders einfache Verhältnisse gewählt werden. So soll die Krümmung des Raumes überall gleich angenommen werden. Was insbesondere die Einsteinsche Theorie anbetrifft, so vernachlässigen wir also die geringfügigen Variationen der Krümmung, welche die Materie bewirkt. Eine „Gerade" bildet dann eine geschlossene Linie. Die von einem beliebigen Raumzeitpunkt $A$ ausgehenden Lichtwellen eines Lichtsignals kehren nach Durchlaufen der Welt wieder zurück und vereinigen sich in einem Raumzeitpunkt $B$. Man denke sich nun die Schreitung eines sich selbst überlassenen Körpers $R$ so gewählt, daß seinem Schicksal („seiner Weltlinie") die beiden Raumzeitpunkte $A$ und $B$ angehören. Dann darf wegen der vorausgesetzten Einfachheit der Krümmungsverhältnisse angenommen werden, daß die Lichtwellen jedes Zeitsignals, welches bei $R$ erregt wird, sich auch wieder auf $R$ vereinigen. (Von einer etwaigen Absorption im Weltenraum wird abgesehen.) Es soll gezeigt werden, daß so eine der erwähnten ausgezeichneten Schreitungen gewonnen ist. Wir wollen sie im folgenden eine „Ruheschreitung" nennen.

43. Man denke sich einen ganzen Ring von Körpern $R$ in gerader Linie durch die Welt gelegt. Die Länge des Ringes zeigt uns dann den „Umfang" der Welt. In dem Ring, der „Ruhering" heißen soll, fehlt der „Sagnac-Effekt", d. h. das Licht wird den Umfang nach beiden Seiten in gleicher Zeit durchlaufen. So ergibt sich dann auch ein zugehöriges Koordinatensystem mit einem eindeutigen System der „Gleichzeitigkeit" im Sinne der Lorentzschen Ortszeiten und der Einsteinschen Fest-

setzung. Solch ein Koordinatensystem soll „Ruhesystem" genannt werden.

44. Auszeichnung der Ruheschreitungen für die Lorentz-Deformation. Man denke sich neben dem geraden Ruhering einen entsprechenden geraden Ring, der sich als Ganzes in seiner eigenen Spur gleichmäßig bewegt. Vom Ruhekoordinatensystem aus betrachtet, wird jeder der den Ring bildenden Körper in der Bewegungsrichtung verkürzt erscheinen; so folgt, daß mehr Körper gleicher Art nötig sein werden, um den sich bewegenden Ring aufzubauen. Der Umfang der Welt erscheint also vergrößert, wenn der Meßring sich gegen den Ruhering bewegt. Erlaubt man dem Verstand ein unbefangenes Urteil, so folgt, daß die Körper wirklich eine Verkürzung erfahren, wenn sie aus der Ruheschreitung in eine andere Schreitung gebracht werden.

45. Auszeichnung der Ruheschreitung für die Trägheit. Auf einem Körper $K$, der sich gegen einen Ruhekörper $R$ bewegt, werden von dem mit $R$ verbundenen Ruhesystem aus betrachtet, die physikalischen Vorgänge langsamer verlaufen als auf $R$. Wenn der sich selbst überlassene Körper $K$ auf dem Weg durch die Welt zu $R$ zurückkehrt, wird ein Vergleich zeigen, daß die physikalischen Vorgänge auf dem bewegten Körper $K$ einen geringeren Fortschritt erreicht haben als auf dem Ruhekörper $R$. Hiernach ist die Ruheschreitung vor allen anderen dadurch ausgezeichnet, daß der Ablauf der Vorgänge auf ihr am schnellsten vor sich geht. Die Körper haben in der Ruheschreitung ihre geringste Trägheit.

46. Noch ausdrücklich mag hervorgehoben werden, daß eine Umkehr der Überlegungen, welche Ruhekörper und bewegten Körper als gleichwertig austauscht, hier nicht möglich ist. Für den bewegten Ring ist nämlich ein von Null verschiedener Sagnac-Effekt vorhanden, so daß im zugehörigen Koordinatensystem die durch die Lichtübertragung aufeinander bezogenen „Ortszeiten" kein eindeutiges System der „Gleichzeitigkeit" besitzen. Für einen solchen bewegten geraden Ring und für das zugehörige Koordinatensystem erscheint ein Raumzeitpunkt mit sich selbst nicht „gleichzeitig", wenn man die Welt durchschreitend zu ihm zurückkehrt.

47. So folgt denn auch, daß für eine endliche, geschlossene Welt bei Annahme der Physik der Lorentz-Transformation ein ausgezeichnetes System der Gleichzeitigkeit und ausgezeichnete Bewegungszustände durch Beobachtung feststellbar sind.

48. Speziell für die Einsteinsche Theorie ergibt sich der gewiß bemerkenswerte Schluß, daß die von A. Einstein für seine Theorie erstrebte Aufnahme des Machschen Prinzips der Körperrelativität selbst in indirekter Form nur möglich ist, wenn der radikale Relativismus aufgegeben wird.

## § 7. Schlußbemerkungen.

49. Die sinnliche Unerkennbarkeit des Äthers macht es vielen schwer, sich mit der Äthervorstellung zu befreunden. Man muß aber bedenken, daß unsere Sinne uns nur sehr wenig von der Welt zeigen. Offenbar sollen wir vor einer Verwirrung durch zu viele Eindrücke bewahrt bleiben. Wir erkennen nur, was für unser Leben unmittelbar Bedeutung hat. Bei weitem das meiste, was in der Welt geschieht, entzieht sich unseren Sinnen. Wir sehen nicht einmal die reine Luft um uns; unsere Sinne zeigen uns nicht das Feld der Schwerkraft, nicht das magnetische Kraftfeld der Erde, nicht das elektrische Feld. Wir merken nichts von dem Gewirre der Lichtwellen, welches uns umgibt, sondern sehen statt dessen die Gegenstände um uns. Ja, wir haben nicht einmal die Möglichkeit, den „Geist" und das Bewußtsein irgendeines anderen Menschen direkt zu beobachten: wir sind genötigt, durch indirekte Beobachtungen darauf zu schließen! — So fehlt uns denn auch jedes Urteil darüber, wie weit Geist und Bewußtsein in der Welt verbreitet sind.

50. Man verkennt die Stellung des Menschen in der Welt und das Wesen der Naturwissenschaften völlig, wenn man glaubt, sich auf den Standpunkt stellen zu müssen, der „Äther" sei nur dann anzuerkennen, wenn er durch direkte Beobachtungen dargetan werden könne.

51. Die Untersuchungen der sogenannten Relativitätstheorie können nur dann ohne Schaden in die Physik aufgenommen werden, wenn der radikale Standpunkt des Relativismus und die Gegnerschaft gegen den Äther aufgegeben werden.

52. (Zusatz bei der Diskussion.) Wenn ein Physiker sagt, er brauche die Äthervorstellung nicht, Raum und Zeit als Weltuntergrund seien ihm genügend, so bleibt mir zurzeit nur die Feststellung des Unterschiedes des Empfindens. Wohl aber darf ich erwarten, daß zugegeben wird:

1. Ein von der Materie wesentlich verschiedener Weltuntergrund ist vorhanden.
2. Dieser Weltuntergrund übt über die Materie eine weitgehende Herrschaft aus, die mit körperlichen Wirkungen verknüpft ist.

53. (Zusatz bei der Drucklegung.) Mir ist die Ansicht entgegengetreten, es sei so auffällig, daß der Michelsonsche Versuch und die anderen entsprechenden Versuche die Be-

wegung der Erde gegen den „Äther" nicht anzeigten, und es hafte dieselbe Auffälligkeit der Gesamtheit der sogenannten Relativitätsgesetze so sehr an, daß man den Gedanken einer allgemeineren erkenntnistheoretischen Ursache nicht bannen könne. Demgegenüber möchte ich darauf hinweisen:

1. daß Poincaré 1906 darauf aufmerksam gemacht hat, die Lorentz-Deformation erkläre sich durch die einfache Annahme, die Elektronen ständen unter allseitigem gleichmäßigem Druck ohne weitere eigene Festigkeit;

2. daß die angenommene Trägheitsänderung der Elektronen bei der Bewegung sich durch die Lorentz-Deformation erklärt.

So ist man wohl berechtigt, zu schließen, die Geltung der Physik der Lorentz-Transformation habe ihren Grund in höchst einfachen Eigenschaften von Äther und Materie. — Wir wollen doch auch nicht vergessen, daß die Welt nicht nur hier, sondern in allem wunderreich beschaffen ist.

### Diskussion.

Fricke-Berlin-Westend: Einstein bringt den Ablauf der optischen Erscheinungen in Abhängigkeit vom Standpunkt des Beobachters, während der Physiker lediglich den Äther (der nicht mit dem absoluten Raum identisch zu sein braucht) als maßgebend betrachtet. Eine Überbrückung dieses grundsätzlichen Gegensatzes erscheint mir unmöglich; es gilt entweder die Ätherphysik oder das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit relativ zu verschieden bewegten Beobachtern. Ich halte den Standpunkt des Herrn Wiechert für zutreffend. Über eine mehr mechanische Deutung der Ätherphysik, wie sie nach Angabe von Herrn Mie durch Herrn Lenard vertreten wird, dürfte das letzte Wort noch nicht gesprochen sein. Die dagegen vorgebrachten Einwände erscheinen mir nicht durchschlagend.

E. Wiechert: Der Zweck meiner Ausführungen kann darin gesehen werden, Raum zu schaffen für verschiedenartige Auffassungen des Äthers, auch für mechanische Auffassungen. Jene Deutungen, welche mechanische Bilder gebrauchen, werden dabei wohl immer leicht durch allgemeinere physikalische Vorstellungen ersetzbar sein. — Zu beachten ist aber, daß die Annahme einer „Konstanz der Lichtgeschwindigkeit" nicht mit der Äthervorstellung im Widerspruch ist. Die Vereinigung wird sofort möglich, wenn man, wie ich es nach dem Vorgang von H. A. Lorentz tue, sich vorstellt, mit Änderungen der Relativgeschwindigkeit der Körper gegen den Äther seien wirkliche Formänderungen der Körper verbunden.

---

**Ernst Reichenbächer (Bremen), Felderzeugung durch Masse und Ladung.**

Durch die Relativitätstheorie ist in bezug auf die Gravitation eine Anschauung herrschend geworden, nach der das an seinen eigenartigen Wirkungen auf in ihm befindliche Massen erkennbare Schwerefeld das durchaus Primäre, ja sogar das allein Existenzberechtigte und Existierende wäre, das jedenfalls im Gegensatz zu der früheren Ansicht auch unabhängig von den Massen vorkommen kann. Diese Anschauung ist ja im Grunde genommen nichts als die Übertragung der folgerichtig durchgeführten Nahewirkungstheorie nach Faraday-Maxwell aus dem Gebiet des Elektromagnetismus auf das der Gravitation; denn auch dort erscheinen die den Massen entsprechenden Ladungen als etwas durchaus Sekundäres und Nebensächliches, als Ursprung und Ende der allein herrschenden Kraftlinien. Wie in dieser Theorie die Ladung, so ist bei Einstein die Masse ihres felderzeugenden Charakters entkleidet, und wenn er doch von Felderzeugung durch Massen spricht, so gilt dies nur in dem für die Relativitätslehre grundlegenden Sinne als Bezugskörper, wobei ihre Größe keine Rolle spielt. Diese Größe der Masse ist ja auch, und hier mit Recht wegen der Gleichheit von schwerer und träger Masse, bei der zweiten Funktion völlig ausgeschaltet, die den Massen unerläßlicherweise zugeschrieben werden muß, nämlich der der Probekörper, deren man sich zum Nachweis des Schwerefeldes bedient. Danach sind also die massenerzeugten Schwerefelder der Einsteinschen Theorie nichts als Trägheitssysteme, denen die in ihrer Größe ganz beliebigen Massen als Bezugskörper dienen.

Dieser Auffassung des Verhältnisses von Feld und Masse aber widerspricht nun die Tatsache, daß bisher noch kein Gravitationsfeld in unserer Erfahrung vorgekommen ist, das nicht, und zwar auch der Größe nach an das Vorhandensein von Massen derart innig gebunden ist, daß das eine ohne das andere undenkbar ist; ja es ist die Existenz des Feldes im Grunde genommen die einzige Erfahrungsmöglichkeit, die uns auf das Dasein der es erzeugenden Masse mit Sicherheit schließen läßt. Es wäre also Aufgabe der Relativitätstheoretiker, einmal ein Schwerefeld vorzuweisen, das nicht von Massen in dem soeben gekennzeichneten Sinn hervorgebracht worden ist. Das glauben sie freilich getan zu haben, indem sie von der Erzeugung oder Auslösung von Gravitationsfeldern sprechen, die durch — in gewissen Grenzen willkürliche — Beschleunigungen von Probekörpern vor sich gehen soll. Ich habe in

meinem vorjährigen Vortrag[1]) und besonders in meiner Arbeit über Schwere und Trägheit[2]) auf die ganz bedenklichen Folgen dieser Vermengung zweier deutlich voneinander zu unterscheidenden Dinge, nämlich des Schwerefeldes und des Trägheitssystemes, hingewiesen, die sich wohl in ihrer Wirkung auf die Massen gleichen, aber nicht in ihrer Abhängigkeit von diesen.

Nun ist das Eigentümliche an der Relativitätstheorie, daß sie um diese wirklich massenerzeugten Felder nicht herumkommt; aber diese treten in ihrem Rahmen nur wie zufällig auf und werden durchaus nicht anders behandelt als die durch Beschleunigung oder eigentlich durch eine Transformation der vier Raumzeitkoordinaten willkürlich hervorgerufenen Felder. Daß hier in der Frage der Verknüpfung der Felder mit den Massen ein Mangel der üblichen Relativitätstheorie und etwas Neues von selbständiger Bedeutung vorliegt, ist von wenigen ihrer Anhänger erkannt oder zugegeben, am schärfsten von Weyl, der den Begriff der felderzeugenden Masse neben den der schweren und der trägen gestellt hat, im übrigen aber die Gravitation völlig im Rahmen der Einsteinschen Theorie behandelt. Dagegen ist auch nichts einzuwenden, da diese Theorie die eine Seite der Sache, nämlich die Wirkung des Feldes auf die Massen nach unserer jetzigen Erkenntnis wenigstens in den großen Zügen richtig behandelt. Das kann uns aber nicht davon abhalten, zu erklären, daß die entgegengesetzte Wirkung von der Relativitätstheorie nicht erklärt wird und nicht erklärt werden kann, weil sie ein ihr fremdes Element enthält. Ich habe das die Verzerrung des Raumzeitkontinuums genannt und schon im vorigen Jahre[3]) darauf hingewiesen, daß mir hier der Kern des Gravitationsproblems zu liegen scheint, der von keiner Relativitätstheorie erreicht wird.

Das schließt, wie gesagt, nicht aus, auch dieser Frage, wie es z. B. Weyl getan hat, mit den Einsteinschen Feldgleichungen zu Leibe zu rücken. Aber eben diese Gleichungen ergeben sich aus der Relativitätstheorie nicht mit zwingender Notwendigkeit — daraus folgt bloß ihre Kovarianz bei beliebiger Transformation; das zeigt schon die Tatsache, daß Einstein sie mehrmals abgeändert hat, so daß man von ihm drei Arten von Feldgleichungen hat. Diese zeichnen sich wohl vor anderen, ebenfalls kovarianten, durch ihre Einfachheit aus; aber weshalb nimmt man nicht die allereinfachsten, die sich durch Nullsetzen aller 20 Komponenten des nicht verjüngten Riemanntensors ergeben? Nun einfach deshalb, weil damit auch die ganze Gravitation, d. h. die wahre, massenerzeugte, aus der Welt verschwände. Angesichts der Willkür bei der Wahl der Feldgleichungen sehen wir uns wieder vor die entscheidende Frage gestellt: Wie beeinflussen die Massen die sie umgebende Welt, d. h. die Raumzeitmannigfaltigkeit, so daß die uns bekannten Schwerewirkungen auftreten?

Wir müssen leider bekennen, eine allgemeine einwandfreie Lösung dieses Problems noch nicht zu haben; immerhin ist doch durch die Durchrechnung der einfachsten Fälle die Grundlage geschaffen, die uns in großen Zügen erkennen läßt, wie sich die Felderzeugung durch die Masse vollzieht. Am einfachsten liegt natürlich der Fall, wenn man nur eine solche Masse annimmt; hierauf beziehen sich die sogenannten kugelsymmetrischen Lösungen des Gravitationsproblems, wie sie zuerst von Einstein selbst und dann streng von Schwarzschild für die Einsteinschen Gleichungen erster Art, d. h. ohne kosmologisches Glied gegeben sind. Auch für seine Gleichungen zweiter Art, die dieses Glied enthalten, ist die Aufgabe vielfach gelöst worden; unter anderem findet sie sich auch in meiner Arbeit über Schwere und Trägheit[1]). In meiner ersten Arbeit, die ich im Jahre 1916 noch ohne Kenntnis der Einsteinschen allgemeinen Relativitätstheorie über die Gravitation verfaßt hatte[2]), hatte ich eine andere Hilfsannahme herangezogen, nämlich daß der Raum durch eine in ihm ruhende Masse nicht verzerrt werden sollte, so daß sich deren Einfluß also allein auf das Zeitmaß oder die Lichtgeschwindigkeit erstrecken sollte. In Verallgemeinerung der in dieser Arbeit zunächst für den kugelsymmetrischen Fall erhaltenen Ergebnisse auf ein beliebiges Schwerefeld hatte ich dann den durch die Massen verursachten Einfluß auf das Feld, also die Verzerrung der Raumzeitmannigfaltigkeit, durch ein skalares Gravitationspotential wiedergegeben, das in den einfachsten Fällen in enger Beziehung zur Lichtgeschwindigkeit steht. Dies Potential besitzt dann einen Gradienten, die Feldstärke, die im Gegensatz zur Einsteinschen Theorie als wirklicher und nicht bloß als Pseudotensor auftritt, so daß eine bloße

1) E. Reichenbächer, Massenunabhängige Schwerefelder in der allgemeinen Relativitätstheorie. Diese Zeitschr. **22**, 634, 1921.
2) E. Reichenbächer, Schwere und Trägheit. Diese Zeitschr. **22**, 234, 1921.
3) E. Reichenbächer, Massenunabhängige Schwerefelder in der allgemeinen Relativitätstheorie. Diese Zeitschr. **22**, 634, 1921.

1) Diese Zeitschr. **22**, 234ff., 1921, auf S. 241f.
2) E. Reichenbächer, Grundzüge zu einer Theorie der Elektrizität und der Gravitation. Ann. d. Phys. **52**, 134, 1917.

Koordinatentransformation von unwesentlichem Einfluß auf die Feldgrößen wird. An Stelle der zehn Einsteinschen Gravitationsfeldgleichungen tritt dann eine einzige, für die übrigens auch wieder verschiedene Ansätze möglich sind. Diese verschiedenen Möglichkeiten sind, wie in der Einsteinschen Theorie, in der Willkür begründet, die uns bisher noch bei der Wahl der beherrschenden Weltfunktion leiten muß, durch deren Variation die Feldgleichungen gefunden werden.

So lange diese Willkür nicht beseitigt ist, und darin liegt der Hauptmangel unserer Erkenntnis, müssen wir immer mit der Tatsache rechnen, daß verschiedene Ansätze für die Feldgleichungen möglich sind, aus denen natürlich sich auch verschiedenartige Folgen ergeben. Leider sind aber die Unterschiede praktisch so klein, daß an einen endgültigen Entscheid durch Beobachtungen oder gar Experimente wohl fürs erste nicht zu denken ist. Ich meine da natürlich die drei berühmten Prüfsteine: das Merkurperihel, die Lichtstrahlkrümmung und die Rotverschiebung, bei denen ja in allen drei Fällen leider so viel andere Erklärungsmöglichkeiten vorliegen, daß sie uns doch herzlich wenig helfen. Ich erwarte mehr als von diesen vorläufig noch recht fragwürdigen Bestätigungen von einer klaren und überzeugenden Darlegung der grundlegenden Begriffe im Sinne etwa des Weylschen Buches: Raum, Zeit, Materie, in die nur der Gedanke der Felderzeugung durch die Massen hineingearbeitet werden müßte. Aber das ist erst möglich, wenn eben diese Frage erst weiter geklärt ist. Dazu müßte insbesondere die Aufgabe gelöst werden, wie ein beliebiges Feld durch Hinzunahme einer weiteren Masse verändert wird.

Eine gewisse Förderung hat diese Lösung dadurch erfahren, daß man von dem kugelsymmetrischen Feld zu anderen weniger einfachen übergegangen ist. Das haben wieder für Einsteins Feldgleichungen außer Levi-Cività[1]) besonders Weyl[2]) und Bach[3]) geleistet, die den sogenannten axialsymmetrischen Fall durchgerechnet haben. Aber es handelt sich hier nur um die Gleichungen ohne kosmologisches Glied und hauptsächlich um zeitlich unveränderliche Felder, so daß, wie Weyl hervorhebt, für das wirklich in der Natur gegebene Feld zweier frei beweglichen Massenpunkte wenig gewonnen ist. Doch wirft auch so die von ihm und Bach gefundene Lösung genügend Licht auf die Art, wie das von einer Masse erzeugte Feld von einer zweiten abgeändert wird. Die beiderseitigen Einflüsse überlagern sich etwa nicht nur, sondern es treten in den Komponenten des Fundamentaltensors auch Glieder auf, die von beiden Massen abhängen, die also gerade die Abänderung des einen Feldes durch die andere Masse bedeuten. Dadurch unterscheidet sich das von diesen Herren erhaltene Ergebnis wesentlich von der Newtonschen Theorie, in der sich das Gravitationspotential lediglich durch Addition der von den Einzelmassen herrührenden Glieder zusammensetzt. Dies Newtonsche Ergebnis kann aber sofort ein anderes Ansehen gewinnen, wenn man sich auf den Boden meiner Theorie des skalaren Gravitationspotentials stellt. Wie oben gesagt, kann man auch hierbei der Hilfsannahme nicht entraten; hält man an der des unverzerrten Ruhraumes fest, so ergibt sich für den statischen Fall bei beliebig vielen und beliebig verteilten Massen genau die Laplacesche Differentialgleichung, und zwar für die Quadratwurzel aus $g_{00}$, der zeitlichen Komponente des Fundamentaltensors, die hier als Lichtgeschwindigkeit gedeutet werden kann. Dadurch folgt für $g_{00}$ die Form $\left(1-\sum\frac{\varkappa m_i}{r_i}\right)^2$, während man aus der Überlagerung der Felder $\prod\left(1-\frac{\varkappa m_i}{r_i}\right)^2$ erwarten sollte. Das gilt aber nur für die weitere Voraussetzung, daß die Weltkrümmung gleich o sei; setzt man sie, was ebenfalls plausibel erscheint, gleich der Gravitationsenergie, so ergibt sich die Laplacesche Gleichung für den Logarithmus jener Quadratwurzel, was für $g_{00}$ den Ausdruck $e^{-2\sum\frac{\varkappa m_i}{r_i}}$ zur Folge hat, sodaß in diesem Falle sich die Einzelfelder genau überlagern[1]).

Dieser letzte Ansatz für die Feldgleichung würde auch eine Deutung der Massengröße innerhalb des Feldes ermöglichen, da sie sich gleich dem Integral der Weltkrümmung, über den ganzen Raum erstreckt, ergeben würde. Eine solche Deutung ist aber selbstverständlich nur dann möglich, wenn man diese Krümmung nicht überall gleich o setzt, was an sich auch zu wohl zu erörternden Feldgleichungen führt, wie ja schon die Einsteinschen erster Art zeigen. Deshalb definiert Weyl die Masse

1) Levi-Cività, $ds^2$ einsteiniani in campi newtoniani. Rend. Acc. dei Lincei 1919.

2) H. Weyl, Zur Gravitationstheorie. Ann. d. Phys. **54**, 117, 1917 u. **59**, 185, 1919, sowie Zusatz zu der nachfolgenden Arbeit von Bach.

3) R. Bach, Neue Lösungen der Einsteinschen Gravitationsgleichungen usw. Math. Zeitschr. **13**, 134, 1922.

1) Vgl. meine Arbeit: Das kugelsymmetrische Gravitationsfeld in einer elektrizitätsfreien Welt. Ann. d. Phys. **64**, 577, 1921.

anders, nämlich aus dem zweiten Glied der für große Entfernungen gültigen Entwicklung von $g_{00}$ nach fallenden Potenzen von $r$; diese Entwicklung heißt $1 - \frac{2\varkappa m}{r} \cdots$. Endlich könnte man zu einer Massendefinition auch aus dem sogenannten Gravitationsradius gelangen. Fast alle Ansätze für das Linienelement (der obige mit $g_{00} = e^{-2\sum \frac{\varkappa m_i}{r_i}}$ macht eine Ausnahme) stimmen nämlich darin überein, daß man sie nicht bis in unendlich kleine Entfernungen von dem Anziehungsmittelpunkte fortsetzen kann, sondern nur bis zu einem kleinen Abstande, aus dem dann durch Division durch die Gravitationskonstante $\varkappa$ oder ihr Doppeltes die Größe der felderzeugenden Masse folgt. Ist das Feld wirklich so beschaffen, dann ist es überflüssig zu fragen, wie es in noch kleineren Entfernungen vom Anziehungsmittelpunkte aussieht; dies Gebiet, das Innere der Elektronen, existiert dann ebensowenig, wie ein einschaliges Hyperboloid die Achse erreicht. Der Raum erhält eben hier eine ganz besondere Struktur, indem er seinen einfachen Zusammenhang einbüßt, und es ist ja an sich verständlich, daß ein solches „Loch" einen beherrschenden Einfluß auf das übrige Feld ausübt, der von seiner Größe und von der Entfernung bis zum Aufpunkt abhängt. Diese letzte Art, die Masse aus den Dimensionen dieser Weltlöcher zu definieren, möchte mir als die beste erscheinen; sie wird dann zu einer Art Länge. Übrigens sind auch Ansätze für die Weltmetrik möglich, die diese Definition mit der ersten aus dem Integral der Weltkrümmung verträglich erscheinen lassen. Dann würde der Massenbegriff eine doppelte Seite besitzen, da er einmal als eine außerhalb des Feldes im Loch gegebene und das andere Mal als eine dem Feld als integrale Krümmung angehörende Größe erscheinen würde. Wofür wir uns endgültig zu entscheiden haben, steht noch dahin.

Ich will nicht unterlassen zu bemerken, daß alle drei Definitionen für die Masse streng genommen nur für den Fall eines Anziehungsmittelpunktes gelten. Gibt es deren mehrere, so wird natürlich das Integral der Weltkrümmung gleich der Summe aller Massen, natürlich auch nur im statischen Fall, da sonst ein gemeinsamer Ruhraum nicht besteht, über den das Integral zu erstrecken ist. Die Weylsche Definition aus der Reihenentwicklung $1 - \frac{2\varkappa m}{r}$ wird natürlich auch durch den Einfluß anderer Massen gestört, und das Gleiche gilt für die Abmessungen der „Löcher". Diese werden schon im statischen Falle, wie z. B. mein Ansatz $g_{00} = \left(1 - \sum \frac{\varkappa m_i}{r_i}\right)^2$ zeigt, ihre Kugelgestalt einbüßen, so daß eine einfache Ableitung der Massengröße aus ihnen nicht mehr möglich ist. Trotzdem scheint es mir zu weit gegangen zu behaupten, daß eine Definition der Masse nur dann möglich ist, wenn man eine einzige als existierend annimmt; man kann, wenigstens grundsätzlich, daran festhalten, auch das allgemeinste Feld aus lauter Einzelfeldern zusammenzusetzen, wenn sie sich auch gegenseitig stören.

Bislang habe ich mich darauf beschränkt, darzutun, wie ich mir die Erzeugung der Schwerefelder durch die Massen denke, und nichts von dem durch Ladungen hervorgebrachten elektromagnetischen Feldern gesagt. Das hat seinen Grund in der Tatsache, daß wir über das eigentliche Wesen der elektromagnetischen Feldgrößen keineswegs so sicher unterrichtet sind wie über die Gravitation, deren Verknüpfung mit den Komponenten des Fundamentaltensors der Weltmetrik wohl über jeden Zweifel erhaben ist. Leider sind wir aber in bezug auf die elektromagnetischen Größen noch nicht so weit; die Deutung Weyls[1]), die am ehesten Anspruch auf Anerkennung machen kann, mutet uns durch ihre Nichtintegrabilität der Streckenübertragung doch etwas zu, was nicht nur völlig unanschaulich, sondern auch mathematisch durchaus ein Novum ist, so daß an sich eine Theorie, die diese Nichtintegrabilität entbehrlich machte, vorzuziehen wäre. Eddington[2]) ersetzt die symmetrischen Komponenten des verjüngten Krümmungstensors durch unsymmetrische und gibt dem antisymmetrischen Teile dann die Deutung des elektromagnetischen Feldvektors, was übrigens auch bei Weyl herauskommt, nur daß Eddington die Sache noch allgemeiner macht. Ich möchte hier den Vorschlag nicht unerwähnt lassen, zu versuchen, diese Asymmetrie nicht durch Nichtintegrabilität der Streckenübertragung oder so abstrakte Überlegungen wie bei Eddington, sondern einfach durch Voraussetzung eines nichtsymmetrischen Fundamentaltensors $g_{\mu\nu}$ hereinzubringen, was für das Linienelement

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

nichts ausmachen würde, da sich aus ihm die nicht symmetrischen Teile wegheben würden.

1) H. Weyl, Eine neue Erweiterung der Relativitätstheorie. Ann. d. Phys. **59**, 101, 1919; auch Raum, Zeit, Materie, 4. Aufl., §§ 35, 36.

2) A. S. Eddington, A Generalisation of Weyls Theory of the Electromagnetic and Gravitational Fields. Proc. Roy. Soc. London **99**, 104, 1921.

Nun, solange die Frage unentschieden ist, was die elektromagnetischen Größen im Felde eigentlich sind, ist es natürlich schwer zu sagen, wie dieses Feld von einzelnen diskreten Mengen, den Ladungen, ähnlich wie das Schwerefeld von den Massen erzeugt werden soll. Immerhin habe ich mir gedacht, daß diese Wirkung in einer Drehung der Raumzeitelemente, die von den Ladungen ausgeht, besteht, und in meinen Arbeiten[1]) gezeigt, daß sowohl die elektromagnetischen Feldgesetze als die Weylsche Nichtintegrabilität der Streckenübertragung aus dieser Annahme hergeleitet werden können.

Es ist zwar, wenn ich zusammenfassen darf, noch wenig, was wir über die Felderzeugung durch Masse und Ladung wissen; aber wenigstens, was jene angeht, beginnt sich das Dunkel zu lichten, und es ist zu hoffen, daß die Relativitätslehre, die als reine Theorie des Feldes nur dessen Wirkungen auf die Materie kennt, ergänzt wird durch die Erkenntnis seiner Abhängigkeit von dieser, deren Grundzüge ich Ihnen vorzutragen die Ehre gehabt habe.

1) E. Reichenbächer, Grundzüge zu einer Theorie der Elektrizität und der Gravitation. Ann. d. Phys. **52**, 134. 1917 und Über die Nichtintegrabilität der Streckenübertragung und die Weltfunktion usw. Ebenda **63**, 93, 1920.

**H. Mark** (Berlin-Dahlem), **Vorgänge bei der Dehnung von Zinkkristallen.** Nach einer Arbeit gemeinsam mit den Herren M. Polanyi und E. Schmid.) (Mit Tafel XIV.)

## Einleitung.

Bei der Dehnung polykristalliner Drähte beobachtet man, daß die Verfestigung, welche durch die Dehnung bewirkt wird, von einer Orientierung der Einzelkristalle begleitet ist. Diese Orientierung besteht darin, daß sich gewisse kristallographische Richtungen längs der Zugrichtung einstellen (Faserstruktur)[1]); das Gitter der Einzelkristalle wird also bei der Dehnung in bezug auf die Drahtachse umorientiert. Im Anschluß an diese Feststellung entsteht die Frage, wie diese Umorientierung zustande kommt und ob sie als Ursache oder nur als Begleiterscheinung der Verfestigung aufgefaßt werden kann. Zu den übersichtlichsten Verhältnissen wird man offenbar gelangen, wenn man an Stelle einer Menge regellos verteilter Kristallite einen einzigen Kristall untersucht und zusieht, ob und wie sich bei der Dehnung sein Gitter in bezug zur Drahtachse umorientiert und ob er sich dabei verfestigt. Die bisherigen Versuche, Einzelkristalle durch Dehnung zu verfestigen, haben durchweg positive Resultate ergeben; sowohl Wolfram[1]) als auch Zink[2])-Einkristalldrähte verfestigen sich dabei.

1) M. Polanyi, Z. f. Phys. **7**, 149, 1922; M. Polanyi u. K. Weißenberg, Z. f. Phys. **8**, 123 und **10**, 44, 1922.

### 1. Darstellung und Beschreibung der verwendeten Einkristalldrähte.

Die verwendeten Drähte wurden nach einem der Methode von Czochralski ähnlichen Verfahren gewonnen. Wesentlich für das Erzielen gleichmäßiger, gut ausgebildeter E.-K.-Drähte ist die genaue Einhaltung mehrerer Bedingungen: möglichst konstante Temperatur, etwa 8°—10° über dem Schmelzpunkt, gleichmäßige Zuggeschwindigkeit, Kühlung mit sauerstoffreiem Stickstoff, Vermeidung jeglicher Erschütterung usw.

Die Drähte sind fast kreisrunde, zylindrische oder ganz schwach konische Stränge von 0,3—2 mm Dicke und beliebiger Länge; sie stellen einen einzigen Kristall dar. Diese letztere Aussage steht durch eine Reihe von Beobachtungen, von denen die wichtigsten hier angeführt seien, völlig sicher:

1. Beim Reißen der Drähte erhält man glatte, ebene (oder schwach gewellte) Flächen von jenem Glanz, wie er Kristallflächen zukommt. Diese Flächen bleiben einander entlang des ganzen Drahtes parallel.

2. Das nach der Drehmethode im monochromatischen Röntgenlicht erhältliche Röntgenogramm enthält alle und nur die Interferenzen, welche sich aus dem bekannten hexagonalen Gitter des *Zn* für einen einzigen Kristall ergeben müssen; zwei an verschiedenen Enden aufgenommene Röntgenogramme stimmen miteinander überein.

3. Der Längsschliff eines Drahtes läßt nach der Ätzung niemals Korngrenzen erkennen, sondern nur Ätzfiguren, die entlang der ganzen Drahtlänge einander parallel bleiben.

Je nach Wahl der Versuchsbedingungen erhält man verschiedenartige Drähte: dehnbare und undehnbare (spröde). Die extremen Exemplare unterscheiden sich voneinander sehr wesentlich, doch gibt es dazwischen alle Übergangsstufen. Da es sich in dieser Arbeit hauptsächlich um das Studium der Verfestigung beim Dehnungsvorgange handelt, wird im folgenden nur von den dehnbaren Drähten die Rede sein. Diese sind durch eine sehr niedrige

1) M. Polanyi, Z. f. Elektrochem. **28**, 16, 1922.
2) E. v. Gomperz, Z. f. Phys. **8**, 184, 1922.

untere Elastizitätsgrenze charakterisiert; ihre Dehnbarkeit ist eine Funktion der Temperatur: bei $T = 80^0$ sind sie undehnbar, bei $T = 191{,}5^0$ dehnen sie sich bis zu 30 Proz., bei Zimmertemperatur bis auf das 5-fache und bei 200° C bis auf das 15-fache.

### 2. Beschreibung des Dehnungsvorganges.

Wenn man einen dehnbaren Draht belastet, beginnt er sich meist an einer Stelle einzuschnüren und dehnt sich zu einem flachen Band, wobei der eine Durchmesser fast ganz unverändert bleibt, während sich der andere entsprechend dem Maß der Dehnung vermindert. Gleichzeitig mit dieser auffälligen Formänderung zeigen sich an dem Draht noch äußere Begleiterscheinungen des Dehnungsvorganges dadurch, daß auf der Mantelfläche zwei Scharen je einander paralleler Streifungen auftreten: die elliptische Streifung, welche zuerst erscheint und das Band meist sehr gleichmäßig bedeckt, und die schräge Streifung, welche erst später auftritt und sehr unregelmäßig verteilt ist. Beide Streifungen sind wohl nach den geltenden metallographischen Anschauungen als Gleitlinien zu deuten, d. h. als Spuren der Gleitflächen, entlang denen die der Dehnung zugrundeliegende Gleitung erfolgt, in der Mantelfläche; sie sind die äußerlich sichtbaren Zeichen des sich abspielenden Dehnungsvorganges und charakterisieren durch ihre Lage (Winkel zur Drahtachse usw.) die Endlage, in welche das Kristallgitter nach der Flachdehnung geraten ist. Diejenige Kristallfläche, deren Spur auf der Mantelfläche die schräge Streifung bedingt, läßt sich aber auch direkt dadurch freilegen, daß man das Kristallband bei $T = 191{,}5^0$ reißt, wodurch man eine glatte, ungefähr in der Richtung der großen Achse längsgestreifte elliptische Reißfläche erhält.

### 3. Ermittlung des Dehnungsmechanismus.

Um die Frage nach der Gitterumorientierung während der Flachdehnung zu beantworten, wurde zunächst die Lage des Gitters in einem dehnbaren *Zn*-Draht in bezug auf die Drahtachse röntgenographisch bestimmt und gefunden, daß *Zn*-Drähte immer dann dehnbar sind, wenn der Winkel zwischen der Basis des hexagonalen Systems und der Drahtachse groß ist, während im gedehnten Draht sich dieser Winkel mit fortschreitender Dehnung verkleinert. Es galt nun, einen Mechanismus für den Dehnungsvorgang zu finden, der das Gitter aus der röntgenographisch gefundenen Anfangslage in die röntgenographisch gefundene Endlage überführt und gleichzeitig die oben geschilderten sichtbaren Begleiterscheinungen der Dehnung verständlich macht. Dieser Mechanismus ist in dem in der Fig. 1a bis 1c (Tafel XIV) abgebildeten Modell dargestellt und besteht darin, daß sich unter dem Einfluß der Spannungen in dem Draht Gleitflächen ausbilden, welche sich mit der Basisfläche des hexagonalen Kristallsystems identisch erwiesen. Entlang dieser Flächen erfolgt Abgleitung (Fig. 1b und 1c). Das Sechseck soll andeuten, daß die Gleitebene die Basisebene des hexagonalen Systems ist; der lange Pfeil stellt die Kraftrichtung, die acht kurzen Pfeile stellen die Gleitrichtung dar. Durch darauffolgende Drehung um eine Achse senkrecht zur Gleitrichtung stellt sich der Draht wieder in die Kaftrichtung ein und erreicht seine charakteristische bandförmige Endlage. In Wirklichkeit folgt auf die Abgleitung der Gleitflächen ein Umbiegen derselben in die Kraftrichtung, welches im Modell durch die Drehung des ganzen Holzstückes schematisiert ist. Wenn dieses Modell der Flachdehnung richtig ist, muß die elliptische Streifung des Bandes von der Basisfläche herrühren, da ja die Basisfläche als Gleitfläche angenommen wird. Diese Folgerung läßt sich experimentell dadurch prüfen, daß man versucht, durch Zerreißen des Drahtes die Basisfläche als Reißfläche freizulegen, was durch Reißen eines dehnbaren Drahtes bei $T = 80^0$ gelingt. Eine so erhaltene Reißfläche charakterisiert sich als Basis dadurch, daß man in ihr drei Scharen von Streifungen sieht, welche miteinander Winkel von 60° bilden, wie es die Prismenkanten des hexagonalen Prismas in der Basisfläche tun. Wenn man nun einen Draht mit einer solchen Basisfläche bis zum Auftreten der elliptischen Streifung dehnt, läßt sich durch Ausmessen im Mikroskop die Identität der Streifungsellipse mit der Basisreißfläche beweisen.

Der durch diese Feststellungen als richtig bewiesene Dehnungsmechanismus erlaubt auch, aus der gegebenen Anfangs- und Endlage das Maß der möglichen Dehnung zu bestimmen. Da derselbe Draht (also dieselbe Ausgangslage des Gitters) bei verschiedenen Temperaturen verschieden starke Dehnungen gibt, muß die Endlage des Gitters eine für die verschiedenen Temperaturen charakteristische Eigenschaft sein, was auch aus den Versuchen dadurch hervorgeht, daß die Endlagen verschiedener Drähte bei gleicher Temperatur gleich sind. Man kann also aus der in einem dehnbaren Draht gefundenen Anfangslage des Gitters mit Hilfe des Flachdehnungsschemas für eine beliebige Temperatur vorhersagen, wie stark sich der Draht überhaupt dehnen kann.

Es gibt noch eine Reihe geometrischer Folgerungen aus dem obigen Dehnungsschema, deren Zutreffen als Beweis für seine Richtigkeit dienen kann; hier sei nur bemerkt, daß sie ausnahmslos dafür gesprochen haben; bezüglich der genauen Details sei auf die ausführliche Arbeit verwiesen[1]).

### 4. Gleitrichtung in der Basisfläche.

Nach der Feststellung, daß die Gleitung beim Dehnen in der Basisfläche des hexagonalen Gitters erfolgt, war die nächste Frage nach der Richtung, in welcher sie vor sich geht. Physikalisch ist natürlich die Kraftrichtung ausgezeichnet, kristallographisch eine der drei als Streifungen sichtbaren Prismenkanten. Es wurde gefunden, daß die Gleitrichtung sehr nahe an der der Kraftrichtung nächstgelegenen Prismenkante liegt. Das Nichtübereinstimmen von Kraftrichtung mit Gleitrichtung führt zur Folgerung, daß sich der Draht wegen der seitlichen Abgleitung bei der Dehnung verbreitern muß, also daß das Band breiter ist als der ursprüngliche Draht. Dies ist auch in Wirklichkeit der Fall.

### 5. Nachdehnung.

Wenn man einen flachgedehnten Draht bei höherer Temperatur im Schoppersehen Dehnungsapparat vorsichtig weiterbelastet, schnürt sich das flache Band an einer Stelle neuerlich ein, wobei wieder der eine Durchmesser (die Banddicke) konstant bleibt, während der andere abnimmt; dabei erfolgt Dehnung bis auf das 5 fache.

Dieser zweite Dehnungsvorgang erfolgt durch Gleiten längs einer der schrägen Streifung parallelen Kristallfläche. Diese Fläche ist die Prismenfläche 1. Art des hexagonalen Gitters, was man aus den Röntgenogrammen und auch dadurch erkennen kann, daß der Winkel, den sie mit der Basis einschließt, 90° beträgt. Wenn also die Gleitung entlang der dichtest belegten Kristallfläche (Basis) beendet ist, folgt Gleitung entlang der nächst dicht belegten (Prismenfläche), doch tritt diese letztere Gleitung immer nur entlang kurzer Stücke des Drahtes ein.

### 6. Vorgänge in polykristallinen Drähten.

Nachdem man nun weiß, wie sich bei der Dehnung eines *Zn*-Einkristalls das Gitter in bezug auf die Zugrichtung umlagert, wird man sich fragen, ob die Umorientierung, welche die Einzelkristallite polykristalliner *Zn*-Drähte bei der Drehung erleiden, demselben Vorgang zuzuschreiben ist. Röntgenographische Aufnahmen gedehnter polykristalliner *Zn*-Drähte haben ergeben, daß die Endlagen der Einzelkristalle dadurch charakterisiert sind, daß sich die Basisflächen nahezu parallel der Zugrichtung einstellen. Der zwischen Basisfläche und Zugrichtung eingeschlossene Winkel beträgt etwa 20°. Daraus sieht man, daß diejenige Lage der Einzelkristallitgitter, bei welcher die Dehnbarkeit aufhört, annähernd mit der „Endlage" des Gitters im Einkristall (4°—20°) nach vollendeter Dehnung übereinstimmt: die Umorientierung eines Einzelkristallites im Gefüge erfolgt ähnlich wie die des freien Einkristalldrahtes: die „Faserstruktur" polykristalliner gedehnter *Zn*-Drähte ist also die Folge einer Biegegleitung der geschilderten Art, welche die einzelnen Kristallite unter dem Einfluß der angelegten Spannung ausführen; diejenige kristallographische Richtung, welche sich längs stellt, ist die Gleitrichtung (10$\bar{1}$0). Da durch diese Umorientierung die als Gleitfläche allein in Betracht kommende Basisfläche in eine undehnbare Endlage gerät, läßt das Flachdehnungsschema auch die Verfestigung als Begleiterscheinung der Umorientierung erkennen.

Der aus den Beobachtungen am *Zn*-Einkristalldraht abgeleitete Dehnungsmechanismus lehrt also in der Tat, wie die Umorientierung in polykristallinen *Zn*-Drähten zustande kommt und zeigt, daß die Verfestigung eine Begleiterscheinung der Umorientierung ist.

Außer *Zn*-Einkristallen wurden noch solche von *Sn* (tetragonal) und *Bi* (rhomboedrisch) untersucht und dabei gefunden, daß auch hier Flachdehnung eintritt und daß derselbe Mechanismus der Biegegleitung auch auf den Dehnungsvorgang von Drähten dieser Metalle paßt. Da auch beim *Al* von Carpenter eine charakteristische Flachdehnung gefunden wurde, kann man wohl annehmen, daß sie eine ganz allgemeine Erscheinung ist. Eine Verfestigung der Einzelkristalle durch Umorientierung, wie beim *Zn*, ist aber bei kubisch kristallisierenden Metallen kaum denkbar. Während es nämlich im hexagonalen System nur eine einzige Basisfläche gibt und eine ungünstige Lage dieser einzigen Fläche genügt, um den Kristall undehnbar zu machen, also zu verfestigen, gibt es in den hochsymmetrischen Gittern von jeder als Gleitfläche in Betracht kommenden Netzebene mehrere, so daß, wenn auch die eine von ihnen in eine undehnbare Lage geraten ist, dafür entlang einer anderen gleichartigen — günstig gelegenen — die Dehnung weitergehen kann. Da sich aber auch Metalle mit hochsymmetrischem (kubischem) Gitter verfestigen,

1) H. Mark, M. Polanyi, E. Schmid, Z. f. Phys. 12, 58, 1922.

muß es außer der Umorientierung noch andere Gründe für die Verfestigung geben und es entsteht die Frage, ob in der vorliegenden Untersuchung an *Zn*-Kristallen irgendwelche Erscheinungen beobachtet wurden, die für eine derartige — von der Orientierung des Gitters unabhängige — Verfestigung verantwortlich gemacht werden können.

Als solche Erscheinung ist in erster Linie die Tatsache zu nennen, daß eine glatte Dehnung von Einkristallen nur erfolgt, wenn man sie sehr vorsichtig und sorgfältig behandelt. Bei geringem Quetschen oder Biegen krümmen sich nämlich die Netzebenen in sehr merklicher Weise, und die Dehnbarkeit nimmt sehr stark ab. Diese Verknüllung der Netzebenen läßt sich auch in den Spektrogrammen aus der unregelmäßigen Form der Interferenzen deutlich erkennen. Da nun ein Einzelkristallit im Gefüge bei der Dehnung dem verschiedenartigsten allseitigen Zwang ausgesetzt ist, kann man auch aus dieser an den Einkristallen festgestellten Verfestigungsursache auf die Verfestigung eines Kristallitgemenges durch Verknüllung der Gleitflächen schließen.

Ferner sieht man leicht ein, daß in einem Kristallitgefüge mancher dehnbare Einzelkristall sich nicht seiner Orientierung entsprechend dehnen kann, weil er zufällig von undehnbar orientierten Kristalliten umgeben ist, die ihn daran hindern; es ist daher durchaus erklärlich, daß die untere Elastizitätsgrenze polykristalliner Drähte eine höhere sein muß, als die dehnbarer Einkristalle. Bei Kornverkleinerung nimmt die gegenseitige Störung infolge Vergrößerung der Oberfläche zu, wodurch die beobachtete zunehmende Festigkeit erklärlich wird.

Kaiser-Wilhelm-Institut für Faserstoffchemie.

### Diskussion.

Mie-Halle: Wenn die Dehnung nur aus einer Gleitung besteht, so wird das Kristallgitter nicht deformiert. Wie ist es aber an der Stelle, wo sich die Gleitflächen umbiegen, tritt da nicht eine Deformation des Gitters ein?

Mark: Der Draht bleibt auch nach der Dehnung ein einzelner Kristall; die Gitterkonstanten ändern sich durch das Umbiegen bei der Dehnung nicht. An den Umbiegungsstellen selbst tritt aber eine elastische Deformation des Gitters ein, die sich dann wieder ausgleicht.

Salpeter-Wien: Wie erklärt sich die Sprödigkeit der „spröden" Einkristalldrähte auf Grund dieses Modelles?

Mark: Die „Sprödigkeit" der spröden Drähte ist aus deren Orientierung allein nicht verständlich.

Jordan-Berlin: Es wird um Auskunft gebeten, ob das Verhalten der Einkristalle bei kleinsten Deformationen näher untersucht ist. Bei einer Untersuchung an Stäben aus gegossenen Metallen (Diss. Göttingen 1907, Phys. Ber. Berlin 1916) zeigte Zink ein Verhalten, das erheblich von dem der übrigen Materialien abwich. Gewöhnlich sind kleinste elastische Deformationen von Nachwirkungen begleitet, deren Betrag für entsprechende Versuchsbedingungen proportional den wirksamen Kräften ist, sie befolgen also im wesentlichsten die Nachwirkungsgesetze nach Wiechert. Bei Zink schien dagegen das Material durch die Beanspruchung selbst verändert, so daß der Bruchteil des Anteils der Nachwirkung an der Deformation bei Wiederholung in gewissen Zeitabständen gegen eine Grenze abnahm. Nach längerer Ruhe stellte sich der Anfangszustand wieder ein. Etwaige Überlagerung der aufeinanderfolgenden Nachwirkungsvorgänge war berücksichtigt, die Deformationen waren äußerst klein. Es wäre von Interesse zu erfahren, wieweit heute derartige Vorgänge aus der Kristallstruktur gedeutet werden könnten und ob insbesondere der Einkristall bereits derartige Eigenschaften zeigt.

Mark: Elastische Deformationen wurden quantitativ nicht verfolgt; es wurde nur festgestellt, daß die untere Elastizitätsgrenze dehnbarer Drähte sehr niedrig liegt.

## BESPRECHUNGEN.

**Fr. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.** gr. 8°. 275 S. Mit 249 Abbildungen. 5. vermehrte Auflage. Leipzig u. Wien, F. Deuticke. 1921. Geheftet M. 68.—.

Der Verf. beabsichtigt eine auch dem Laien verständliche Einführung in das Gebiet der drahtlosen Nachrichtenübermittlung zu geben. Infolgedessen wird von einer mathematischen Behandlung der Schwingungsvorgänge abgesehen. Die zur Schwingungslehre erforderlichen Grundbegriffe werden in den ersten Kapiteln sehr anschaulich von den mechanischen Schwingungen ausgehend abgeleitet. Die folgenden Kapitel befassen sich mit den Vorgängen im Schwingungskreis, als deren Nutzanwendung die einzelnen Antennen-

systeme eingehend beschrieben werden. Weiterhin werden die Systeme behandelt, welche mit schwach und stark gedämpften Schwingungen im Erregerkreis arbeiten. An Hand dieser Schilderungen werden die Prinzipien, die bei der Konstruktion von Wellenmessern, Koppelungseinrichtungen, Meßinstrumenten, Empfängereinrichtungen usw. leiten, beschrieben. Es folgt dann die Behandlung der ungedämpft arbeitenden Systeme, wo den Konstruktionsprinzipien und den einzelnen Ausführungsformen des Poulsenschen Lichtbogengenerators eine eingehende Beschreibung gewidmet ist. Der Vollständigkeit halber wäre es hier erwünscht, wenn auch die technisch sehr wichtigen anderen Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Wellen — die Goldschmidtsche Maschine und der Frequenztransformator von Telefunken — Erwähnung gefunden hätten. Die folgenden Abschnitte schildern die Arbeitsweise der Tonsender, woran sich die Behandlung der Röhrensender und -empfänger anschließt. Die Erklärung der Vorgänge in der Glühkathodenröhre ist zwar sehr anschaulich beschrieben, sie kann aber nicht den Leser zum tieferen Eindringen in die Materie vorbereiten, da der Verf. die auf diesem Gebiete gebräuchlichen Vorstellungen und Bezeichnungen, wie z. B. Raumladung, Durchgriff, innerer Widerstand usw. nicht benutzt, sondern sich auf eine reine qualitative Betrachtung beschränkt. Im letzten Abschnitt werden noch einige technischen Anwendungsmöglichkeiten der drahtlosen Nachrichtenübermittlung geschildert.

Das Buch ist für den vom Verf. angegebenen Zweck durchaus geeignet: es gibt dem Nichtphysiker eine sehr anziehende — wenn auch wissenschaftlich nicht strenge — Einführung in dieses Gebiet, und auch dem Fachmann wird es durch eine große Zahl von Abbildungen und die Behandlung technischer Einzelheiten wertvoll sein. A. Goetz.

**M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik.** gr. 8°. 6. Auflage. VIII u. 292 S. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co. 1921.

Das wohl am meisten verbreitetste Lehrbuch der Thermodynamik liegt jetzt in sechster Auflage vor. Das Buch ist auch jetzt wesentlich unverändert geblieben, nur einige Ergänzungen hat die neue Auflage erfahren. Aufgenommen wurde die von J. Ch. Ghosh aufgestellte Theorie für die Gefrierpunktsdepression starker Elektrolyte, welche die lange Zeit hindurch rätselhaft gebliebenen Abweichungen vom Ostwaldschen Verdünnungsgesetz endgültig aufzuklären scheint, sowie die Debyesche Zustandsgleichung fester Körper für tiefe Temperaturen, welche sowohl die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme als auch den Grüneisenschen Satz für den thermischen Ausdehnungskoeffizienten enthält. E. Brody.

## Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1922/23.

**Technische Hochschule Aachen.** **Starke**: Experimentalphysik I, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Theorie der Elektrizität, 1; Elektrische Schwingungen, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2. — **Hopf**: Technische Schwingungslehre, 2; Stabilität und Steuerung der Flugzeuge, 2. — **Polis**: Allgemeine Meteorologie: Aerologie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen, 4. — **Steubing**: Photographie I und II, 1, Übungen, 1; Spektroskopie, 1. —

**Bredt**: Organische Experimentalchemie II, 3; Organisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Repetitorium der organischen Chemie (mit Frl. Bredt-Savelsberg), 1. — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Elektroanalytisches und elektrochemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Rau**: Chemische Technologie I; Allgemeine Feuerungskunde, 2, III, 2; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Lambris**: Anorganische Experimentalchemie, enzyklopädischer Kursus, 2; Kleines chemisch-technisches Praktikum, 2; Untersuchung von Brennstoffen, 2; Chemisches Seminar: Berichterstattung über grundlegende wissenschaftliche Arbeiten (mit Lipp, Oppé, Schleicher), 1. — **Lipp**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, unter besonderer Berücksichtigung neuerer analytischer Verfahren und theoretischer Fragen, 1. — **Levy**: Über Synthesen der organischen Chemie, 1. — **Oppé**: Stereochemie, 1. — **Schleicher**: Analytische Chemie, 2: Prinzipien der quantitativen chemischen Analyse, 1. — **Feder**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2. — **v. Kapff**: Chemische Technologie der Gespinstfasern: Rohstoffe, Bleicherei, Färberei usw., 2, Übungen, 2. —

**Blumenthal**: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Variationsrechnung, 3; Mathematisches Seminar, 2. — **N. N.**: Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1. — **Brandt**: Darstellende Geometrie I, 2, Übungen, 2; Graphische Statik, 2, Übungen, 2; Graphisches Rechnen, Übungen, nach Vereinbarung. — **v. Kármán**: Mechanik I, 2, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 1; Aerodynamik als Einleitung zum Flugzeugbau, 3; Seminar über ausgewählte Kapitel der Mechanik und der theoretischen Physik (mit Hopf), 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Flugtechnik, ganztägig. —

**Universität Basel.** **Hagenbach**: Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, ganztägig, für Anfänger (mit Veillon und Zickendraht), 8; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Matthies**: Mechanik deformierbarer Kontinua: Elastizitätstheorie und Akustik, 5, Übungen, 1 *g*; Theorie der wichtigsten physikalischen Meßinstrumente, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Veillon**: Thermodynamik, 2. — **Zickendraht**: Einführung in die Radiotelegraphie, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, 2. — **Zehnder**: Geschichte der Physik, 1; Astrophysik, 1; Übersicht über die Maschinentechnik, 1. —

**Rupe**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Vollpraktikum für organische Chemie, tägl.; Chemisches Kolloquium (mit Fichter, Bernoulli und Ruggli), 1 *g*. — **Fichter**: Elektrochemie mit spezieller Berücksichtigung der organischen Elektrochemie, 2; Maßanalyse und Gasanalyse, 1; Analytisches Halbpraktikum, 9; Übungen in der qualitativen Analyse, 9; Chemisches Vollpraktikum: Anorganische und elektrochemische Übungen und Arbeiten, tägl. — **Bernoulli**: Physikalische Chemie II, 1; Metallographie, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerückte, 8; Anleitung zu selbständigen Arbeiten in physikalischer Chemie, tägl. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel II, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Ruggli**: Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1; Praktikum der Färberei und Zeugdruckerei, 2; Arbeiten für Vorgerücktere im Färbereilaboratorium, 8. — **Casparis**: Chemische Toxikologie, 1; Pharmakochemie der Glykoside und Alkaloide, 2; Harnanalyse, 2; Repetitorium: Arzneibuch, 2. — **Fleißig**: Kenntnis des Arzneibuchs: Gravimetrie, 1; Pharmazeutische praktische Übungen, 2. —

**Mohrmann**: Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 5, III: Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Proseminar, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung *g*. — **Spieß**: Zahlentheorie, 3; Ein Kapitel der Funktionentheorie, 3;

Mathematisches Seminar, 1 *g*; Determinanten, 1. — **Niethammer**: Astronomisch-geographische Ortsbestimmung, 2; Spezielle Störungen, 1; Astronomische Übungen für Anfänger, 3, für Vorgerückte, 3. — **Flatt**: Pädagogisches Seminar mathematisch-physikalische Abteilung, praktischer Kurs II, 4; Repetitorium der Algebra, 2. — **Knapp**: Geschichte der Astronomie I, 2; Astrologie, 1; Lektüre aus Keplers Werken, 1. —

**Universität Bern.** **Forster**: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme, 6; Theoretische Optik, 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Physikalisches Praktikum, 4; Physikalische Arbeiten für Vorgerückte, nach Vereinbarung; Kurs der wissenschaftlichen Photographie (mit Rieder). — **Gruner**: Einführung in die theoretische Physik, 1; Elektromagnetische Lichttheorie, 3; Molekulare Wärmetheorie: kinetische Gastheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Luterbacher**: Dynamik, 2, Die Vakuumröhre in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 2. — **Blattner**: Theorie der Wechselströme, Einführung in die drahtlose Telegraphie, 2. — **Koestler**: Elektrizität und Magnetismus, Ausgewählte Kapitel, 1; Elektrische Schwingungen, 1—2; Allgemeine Mechanik (Fortsetzung), 1—2; Arbeitsgesetze in der Elastizitätslehre, 2. —

**Kohlschütter**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 6; Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 12; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Ephraim**: Physikalische Chemie, 3; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2; Elektrochemisches Praktikum, 4; Gasanalytisches Praktikum, 4. — **Mai**: Chemisch-technische Analyse I, 1; Ausgewählte Methoden der technischen Analyse, 2; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Theoretische Einführung in das chemische Praktikum, 1. — **Frl. Woker**: Arbeiten im Laboratorium für physikalisch-chemische Biologie, tägl.; Kurs für die Untersuchung der Körperflüssigkeiten; Harn, Blut, Magensaft, Milch, 3—4; Die Fermente und ihre Ermittlung, 2; Theoretische (physikalisch-chemische) Biologie, 1; Kolloquium über die Anwendungen der Physikochemie auf die Erforschung der Lebensvorgänge der Pflanzen und Tiere. — **Tambor**: Organische Chemie II, 5; Repetitorium der organischen Chemie I, 1; Organisch-chemisches Vollpraktikum, tägl. — **Abelin**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Fettreihe, 1. — **Zetzsche**: Die natürlichen Farbstoffe, 2; Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel II, 2. —

**Crelier**: Integralrechnung (Einleitung), 3; Synthetische Zahlentheorie, 3; Funktionentheorie (Fortsetzung), 3; Mathematisches Seminar (mit Gonseth), 2. — **Gonseth**: Differentialgeometrie, 2; Geometrische Analysis mit Anwendung auf die projektive Geometrie, 2; Geometrisches Seminar (mit Crelier), 2; Analytische Geometrie des Raumes, 3; Repetitorium und Übungen, 1; Algebraische Analysis II: Determinanten und Einleitung in die Differentialrechnung, 3; Einleitung in die Differentialrechnung, 3; Elemente der Renten- und Versicherungslehre, 1. — **Berliner**: Höhere Algebra, 2. — **Joss**: Einführung in die nichteuklidische Geometrie, 2. — **de Sausure**: Geometrie der Bewegung, 2; Liniengeometrie und komplexe Größen, 1. — **Michel**: Über unendliche Reihen: Transformation, Verstärkung der Konvergenz, Wertveränderung usw., 2; Mathematische Übungen; Differentialgleichungen, 2; Darstellende Geometrie: Prisma, Pyramide, Zylinder, Kegel, mit Übungen, 2; Darstellende Geometrie, Axonometrie, Zentralprojektion und Perspektive, 2. — **Mauderli**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Astronomische Chronologie, mit besonderer Berücksichtigung der Kalenderrechnung, nach Vereinbarung; Astronomisches Seminar, 2; Demonstrationen und Übungen auf der Sternwarte, 1 Abend; Analytische Geometrie: Punkte, Gerade, Kreis, 2. — **Moser**: Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Reihen für $e$ und ihre Ableitung aus dem Makehamschen Sterbegesetze, nach Vereinbarung; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren**: Mathematische Statistik, 2; Grundlagen der Sozialversicherung, 2. —

**Universität Bonn.** **Konen**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5; Laboratorium für Anfänger, 8; Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim und Grebe), 2 *g*. — **Pflüger**: Theorie der Elektrizität, 5. — **Eversheim**: Angewandte Elektrizitätslehre, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 1. — **Grebe**: Einführung in die theoretische Physik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, 1 *g*. —

**Pfeiffer**: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Organische Molekülverbindungen, 1; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie (mit Benrath und Meerwein), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Benrath, Frerichs, Kippenberger und Meerwein), tägl. — **Benrath**: Physikalische Chemie I: Stöchiometrie, Gleichgewichtslehre, 3; Thermochemie und chemische Thermodynamik, 1 *g*; Quantitative Analyse $1^1/_2$; Übungen in der Gasanalyse, 3 *g*. — **Dilthey**: Alizyklische Verbindungen mit besonderer Berücksichtigung der Terpene und Kampferarten, 2. — **N. N.**: Alkaloide, 2. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 3, III: Zyklische Verbindungen, 1 *g*; Arzneimittelprüfung, 1. — **Mannheim**: Sterilisieren von Arzneimitteln, 1; Wasser- und Harnanalyse, 1; Einführung in das chemische Praktikum, 1. — **Kippenberger**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, 2; Ausgewählte Kapitel der angewandten Chemie, insbesondere Gärungserscheinungen, 1 *g*; Besprechung lebensmittelchemischer Tagesfragen, 1 *g*. — **Laar**: Wissenschaftliche Grundlagen der Photographie, 1; Übungen in ausgewählten photographischen Verfahren, tägl. —

**Beck**: Axonometrie und Perspektive, 2; Differentialgeometrie, 4; Mathematisches Seminar, geometrische Abteilung: Über Invariantentheorie und Liniengeometrie, *g*. — **Müller**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 1. — **Hausdorff**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Der moderne Integralbegriff, 2. — **Study**: Mathematisches Seminar (mit Hausdorff und Müller), 2 *g*. — **Ruhm**: Zeichnerische Methoden der technischen Mechanik, insbesondere graphische Statik, 2 *g*. — **Küstner**: Theorie der Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Übersicht über das Sonnensystem, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), tägl. — **Mönnichmeyer**: Bestimmung von Fixstern-Örtern, 1. —

**Technische Hochschule Braunschweig.** **Dießelhorst**: Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus, 4; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Weber**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Elektrostatik, 2. — **Bergwitz**: Radioaktivität, mit Versuchen, 2; Radioaktivität der Erde und Atmosphäre, mit Versuchen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Witte**: Einführung in das Relativitätsprinzip, 1. —

**Fries**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Kolloquium, nach Vereinbarung, *g*. — **R. Meyer**: Geschichte der Chemie, 1. — **Lindemann**: Organische Farbstoffe, 2; Organisch-chemisches Seminar, 2. — **Krauß**: Einführung in die analytische Chemie, für Anfänger, 2; Praktische Anleitung zur Vorprobenanalyse, 2. — **Roth**: Elektrochemie, 3; Metallurgie, 2; Grundzüge der Chemie; Grundgesetze, Chemie der Nichtmetalle, 2; Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 2; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie: Physikalisch-chemisches Praktikum und selbständige Arbeiten. — **Eilert**: Physikalisch-chemische und elektrochemische Meßmethoden und Berechnungen, 1. — **Reinke**: Chemische Technologie II, 1, 6; Chemisch-technische Analyse I, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe; Chemische Technologie in den deutschen Kolonien, 1; Seminaristische Übungen

auf dem Gebiete des chemischen Technologie II, 1. — **Lüning**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2. — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2. —

**Fricke**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2, III, 2, Übungen, 1; Fouriersche Reihen und Differentialgleichungen der Schwingungslehre, 1. — **Timerding**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Determinantentheorie, 1; Theorie der Kurven und Flächen: Differentialgeometrie, 2. — **Eisenmann**: Technische Mechanik I, 3, Übungen und Repetitionen, 2, II, 3; Übungen und Repetitionen, 2; Statik der Baukonstruktionen II, 2, Übungen, 4, III, Übungen, 4. —

**Universität Breslau.** **Lummer**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Waetzmann, Ladenburg und Buchwald), 3 oder 6, für Pharmazeuten (mit Waetzmann und Buchwald), 3, für Mediziner (mit Waetzmann und Ladenburg), 3; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Waetzmann, Ladenburg und Buchwald), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Waetzmann und Reiche), 2 *g*. — **Waetzmann**: Die Resonanzerscheinungen in der Physik, mit Experimenten, 2; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 15, für Geübtere, tägl. — **Reiche**: Kinetische Theorie der Materie und Quantentheorie, 5; Seminar, 1 *g*. — **Ladenburg**: Thermodynamik, mit Übungen, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 9, für Geübtere, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Buchwald**: Die neueste Entwicklung der Atomphysik, 2. — **Jüttner**: Die Prinzipe der Mechanik in ihrer Anwendung auf die gesamte Physik, 2. —

**Biltz**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum, organische Abteilung, ganztägig, unorganische Abteilung (mit Meyer), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Meyer und Arndt), 4; Chemische Referatenstunde für Vorgeschrittene (mit Herz, Meyer, Arndt und Koenigs), 14tägig, 2 *g*. — **Meyer**: Spezielle anorganische Chemie I, 3; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Herz), 1 *g*. — **Herz**: Physikalische Chemie I: Aggregatzustände, Theorie der Lösungen. Elektrochemie, Photochemie, 2; Die Lehre von der Radioaktivität und ihre allgemeinen chemischen Ergebnisse, 1; Ausführung physiko-chemischer Messungen, 3. — **Arndt**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Nichtmetalle, 1; Synthesen der organischen Chemie, 2; Qualitativ-analytische Chemie, 2; Gasanalytisches Praktikum, 3. — **Koenigs**: Heterozyklische Verbindungen, 2; Organische Farbstoffe, 1. — **Rupp**: Pharmazeutische Chemie, 2; Chemisches Praktikum im pharmazeutischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-wissenschaftliches Kolloquium, 1 *g*. — **Ehrlich**: Technische Verarbeitung landwirtschaftlicher Rohstoffe I, 2; Grundzüge der anorganischen Chemie, 4; Chemische und technische Arbeiten, für Biochemie und landwirtschaftliche Technologie, tägl. außer Sonnabend; Praktische Übungen und Untersuchungen auf dem Gebiete der Zucker- und Gärungschemie und -technik, 3; Chemische Übungen für Landwirte, 9; Technische Exkursionen, nach Vereinbarung, *g*. —

**Schur**: Übungen des mathematischen Seminars, 2; Integralrechnung, 4; Geometrische Übungen für Vorgerückte, 2. — **Kneser**: Elliptische Funktionen, 4, Übungen, 2; Analytische Zahlentheorie, 2, Übungen, 1 *g*. — **Wilkens**: Bahnbestimmung der Himmelskörper, 3, Übungen, 1 *g*; Astronomisches Praktikum, tägl.; Astronomisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —**Koschmieder**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 2. — **Hoheisel**: Algebra I, 3; Lektüre eines neueren Klassikers, 14tägig, *g*. —

**Technische Hochschule Brünn.** **Jaumann**: Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen, 3½; Theoretische Physik, 1½; Kontinuitätstheorie mit besonderer Berücksichtigung der Undulationstheorien, 1; Physikalisches Praktikum, 3. — **Lohr**: Physik: Technische Physik, 4. —

**Frenzel**: Anorganische Chemie, 6; Physikalische Chemie, 3; Chemische Übungen Ia (mit Kurtenacker), 24; Chemisches Kolloquium (mit Kurtenacker), 2; Elektrochemisches Praktikum, 3. — **Kurtenacker**: Analytische Chemie II: Spezielle und analytische Methoden, 2. — **Hönig**: Organische Chemie II, 5; Agrikulturchemie, 3, Übungen, 11. — **Ulrich**: Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemische Technologie organischer Stoffe II, 1: Teerverarbeitende Industrien, 5, Übungen, 20; Einführung in die technisch-chemische Literatur (mit Margosches), 1; Spezielle chemische Technologie der Farbstoffe, 1; Grundzüge der Textilchemie, 1. — **Knöpfer**: Konstitutionsbestimmungen organischer Verbindungen, 2. — **Fuchs**: Ausgewählte Kapitel der Tier- und Pflanzenchemie, 1½; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 10. — **Lissner**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe I, 3, Übungen, 10; Sonderübungen aus Metallurgie und Silikotechnik, 5; Metallkunde (Metallographie), 2, Übungen, 2. — **Margosches**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe II, 3; Chemische Technologie organischer Stoffe III, 2; Technisch-chemische Analyse, 2; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie I, 1, 15, Sonderübungen, 5; Chemische Technologie der organischen Kolloide, 2. — **Donath**: Chemische Technologie organischer Stoffe I, 3, Übungen, 5. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, mit Übungen, 2. —

**N. N.**: Mathematik Ia, 7, Übungen, 1. — **Waelsch**: Mathematik Ib, 4, Korrepetitionen, 1; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Geometrie der Getriebe, 1, Übungen, 2. — **Schrutka**: Mathematik II, 2, 3, Übungen, 1; Elemente der höheren Mathematik, 6, Übungen, 1; Seminar für angewandte Mathematik, 1½; Ausgewählte Abschnitte der Mathematik mit Einschluß der Anwendungen I, 2. — **Benze**: Wahrscheinlichkeitsrechnung I in elementarer Darstellung, 2. — **Löschner**: Plan- und Geländezeichnen, 4; Niedere Geodäsie, 5; Vermessungsübungen I, 4½; Elemente der niederen Geodäsie, 2; Situationszeichnen, 2; Höhere Geodäsie, mit Übungen, 3. —

**Technische Hochschule Darmstadt.** **Rau**: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik, 5; Physikalische Übungen, 4 Nachmittage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 2; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, Optik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1—2; Kolloquium in technischer Physik, 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald**: Allgemeine Elektronik II: Wellenstrahlungen, Aufbau des Atoms und der Materie, 2. — **Limmer**: Photographische Übungen A, 9, für Fortgeschrittene, 6, B, 3; Photographisches Kolloquium, 1 *g*; Grundlagen der Photographie, 2; Photographische Optik und Projektionskunde, 1. —

**Wöhler**: Anorganische Experimentalchemie: Grundzüge der Chemie, 4; Theoretische Chemie I, 2; Kolloquium über chemische Tagesfragen (mit Moldenhauer), 1; Praktikum für anorganische und physikalische Chemie (mit Moldenhauer und Eberhard), tägl. außer Sonnabend. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie II, 2; Praktikum für organische Chemie (mit Friedlaender), tägl. außer Sonnabend. — **Moldenhauer**: Analytische Chemie II, 2; Einführung zu den Übungen zur theoretischen Chemie, 1; Die theoretischen Grundlagen der analytischen Chemie, 1. — **Heuser**: Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Chemie der Rohstoffe und Halbstoffe der Papierfabrikation, 4; Papier-Färberei-Praktikum, 4. — **Friedlaender**: Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1 *g*. — **Eberhard**: Pharmazeutische

Chemie; Organischer Teil I und II, 3; Ausmittelung der Gifte, 1; Prüfungsvorschriften des deutschen Arzneibuches, 1. — **Berl**: Technische Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 4; Chemisch-technisches und elektrochemisches Praktikum (mit Agde), tägl. außer Sonnabend. — **Agde**: Gasanalytische Methoden, 2; Chemische Technologie, 2; Betriebswissenschaftliches Seminar I, 2. — **Vaubel**: Theoretische Chemie: Stereochemie, 1, Übungen, 3; Die physikalischen und chemischen Methoden der quantitativen Bestimmung organischer Verbindungen, 1; Chemie der Fette und Öle und daran anschließend der Firnisse und Lacke, 1. — **Sonne**: Chemische Technologie der Explosivstoffe, 1; Chemisch-technische Prüfung der Baustoffe, 1. —

**Schleiermacher**: Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Algebraische Kurven und Flächen, 2. — **Schaub**: Trigonometrie, mit Übungen, 3. — **Horn**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 3; Differentialgleichungen, 2, Übungen, 1; Partielle Differentialgleichungen, 2. — **Dingeldey**: HöhereMathematik, 5, Übungen, 3, Ergänzungen, 2; Bestimmte Integrale, 2. — **Kraus**: Elemente der analytischen Geometrie der Ebene, mit Übungen, 2. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4 und 2, Übungen, 4; Die Schwingungen in geometrischer Behandlung, 2; Arbeiten im mathematischen Institut, 3. — **R. Müller**: Darstellende Geometrie I, 4 und 2, Übungen, 4, II, 2, III, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geometrie des Raumes, 2. — **Henneberg**: Variationsrechnung, 1—2. — **Hohenner**: Geodäsie, 4; Wahrscheinlichkeits- und Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Höhere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen I, 4, II, 4; Geodätische Ausarbeitungen, 2; Praktische Geometrie, 2; Planzeichnen (mit Schaub), 4. — **H. Müller**: Hessische Katastertechnik, 2. — **Schlink**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, III, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mechanik, 1; Höhere Statik II, 1; Höhere Aerodynamik mit Rücksicht auf Flugzeugbau; Statik der Flugzeuge und Luftschiffe; Seminar für Mechanik, 2. — **Blaeß**: Mechanik III, 4, Übungen, 3; Vektorenrechnung, 2; Technische Schwingungslehre, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der höheren Mechanik, 2.

**Technische Hochschule Dresden.** **N. N.**: Experimentalphysik I, 5; Physik für Bauingenieure, 4; Physikalisches Praktikum I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm, Toepler und Dember), 1 g. — **Toepler**: Theoretische Physik IV: Optik, 4, Übungen, 1; Dioptrik, 2. — **Dember**: Elektrizitätsleitung in Gasen und Kathodenstrahlen, 1. — **Helm**: Der Äther und die Relativität, 1 g. — **Luther**: Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger: Positiv- und Negativprozesse, Vergrößern und Projizieren, Stereoskopie, Arbeiten mit orthochromatischen Platten, Exkursionen, 4 und 8, für Fortgeschrittene: Sensitometrie, Farbenphotographie, Filter- und Plattenguß, Spektro-, Mikro-, Kriminal-, Röntgenphotographie, sonstige Sonderverfahren, Prüfung photographischer Chemikalien, photographisch-chemische Arbeiten, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten, ganz- und halbtägig, 2 und 4. — **Wiedmann**: Spektrum und Aufbau der Elemente, 1. —

**Foerster**: Metallurgie, 2; Brennstoffe, Theorie der Feuerungen, 2; Spezielle anorganische Chemie, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum; Qualitative Analyse, 12, Gewichts-, Maß- und Gasanalyse, Präparate, ganztägig; Physikalisch- und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit Müller, Luther und Lottermoser), 1 g. — **Heiduschka**: Lebensmittelchemie I: Ernährung, tierische Lebensmittel und Lebensmittelgesetzgebung, 3; Chemische Technologie des Wassers, 1; Neuzeitliche Fragen der Ernährung, 1; Lebensmittelchemisches Praktikum, einschließlich gärungs-chemischer, gerichtlich-chemischer und physiologisch-chemischer Arbeiten, halb- und ganztägig; Lebensmittelchemisches Praktikum, 8; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, ganztägig. — **Bergmann**: Chemie der Gerbstoffe und des Gerbvorgangs, 2. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Tonwaren, 1. — **König**: Chemie und Technologie der aromatischen Verbindungen I: Rohmaterialien und Zwischenprodukte der Farbenfabrikation und verwandter Industrien, 2; Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre chemische Veredelung, 3; Praktikum für Farbenchemie, 8; Praktikum für Farbenchemie bzw. Färbereitechnik, halbtägig; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bzw. Färbereitechnik, ganztägig. — **Lottermoser**: Elektrische Öfen, 1; Experimentalchemie und Theorie der Kolloide, 1; Praktikum für Kolloidchemie, 8; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Kolloidchemie, ganztägig. — **Müller**: Physikalische Chemie II, 3; Elektrochemie, 2; Praktikum für Elektrochemie, halbtägig; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig. — **Schmidt**: Arzneimittelsynthese II, 1. — **Scholl**: Organische Chemie, 5; Organisch-chemisches Praktikum, ganztägig. — **Steinkopf**: Organisch-technische Chemie II, 2. —

**Kowalewski**: Höhere Mathematik III, 3, Übungen, 1; Algebraische Invariantentheorie, 2; Mathematisches Seminar, 1 g. — **Böhmer**: Interpolations- und Differenzenrechnung, 2; Kollektivmaßlehre und Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Praktische Aufgaben des Versicherungstechnikers, 3; Übungen zur Versicherungsmathematik, 2. — **Goldberg**: Kinematographie, mit Übungen, 1 g. — **Lagally**: Höhere Mathematik I, 4, Übungen, 1; Analytische Mechanik, 3; Mathematisches Seminar, 1 g. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie, Einführung, 2, Übungen, 2, I, 2, Übungen, 1; Theorie der geometrischen Verwandtschaften, 3; Mathematisches Seminar; Über höhere Geometrie (mit Grübler), 1 g. — **Naetsch**: Einführung in die höhere Mathematik, 2, Übungen, 1; Analytische Geometrie II, 3; Sphärische Trigonometrie, 1; Einleitung in die Theorie der Transformationsgruppen, 2. —

**Universität Erlangen.** **Wiedemann**: Experimentalphysik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 2; Physikalische Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Reiger**: Theoretische Physik, ausgewählte Kapitel, 4, Übungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Hartwig**: Sonnen- und Fixsternsystem, 2; Systematische Unterweisung über die Einrichtungen der Sternwarte in Bamberg, nach Vereinbarung, g; Astronomisches Praktikum, tägl. —. —

**Fischer**: Organische Experimentalchemie, 4; Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Henrich), tägl. außer Sonnabend; Übungen für Mediziner, 4. — **Busch**: Anorganische Chemie, mit Rücksicht auf ihre Anwendung in der Pharmazie, 3; Grundlagen der Nahrungsmittelchemie, 2. Besprechung über neuere chemische Literatur (mit Scheibe), 1 g; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, tägl. außer Sonnabend; Übungen im Laboratorium für Färberei (mit Scheibe), 3. — **Henrich**: Analytische Chemie einschließlich der quantitativen Analyse (Experimentalvorlesung zur Ergänzung des analytisch-chemischen Praktikums), 2; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2. — **Dilthey**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Chemie der aromatischen Verbindungen, 2. — **Scheibe**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie, 1. —

**Tietze**: Synthetische Geometrie, 4, Übungen, 1; Elementarmathematik vom höheren Standpunkt, 2; Proseminar, 2; Seminar für Fortgeschrittene (mit Haupt), 2 g. — **Haupt**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Übungen, 2; Reihenlehre, 4. — **Bilz**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 2; Politische Arithmetik, 2. —

**Universität Frankfurt a. M.** **Wachsmuth**: Experimentalphysik II: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 5; Elektrische Wellen, 1 g; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 3, für Anfänger,

für Fortgeschrittene, tägl.; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Gerlach), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2. — **Gerlach**: Höhere Experimentalphysik: Korpuskulare Strahlung, 3; Atombau, 1. — **Bestelmeyer**: Ausgewählte Kapitel der elektrischen Meßtechnik, 1. — **Seddig**: Photographisches Praktikum, 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl. — **Madelung**: Elektrodynamik und Elektronentheorie, 4; Mathematische Relativitätstheorie, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Lande**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2. — **Deguisne**: Der elektrische Gleichstrom, 3; Elektrische Beleuchtung, 1; Transformatoren, 1 *g*; Kolloquium über die neuere Literatur der angewandten Physik (mit Dessauer), 14tägig, 2 *g*; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, tägl.; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Dessauer**: Einführung in das physikalisch-medizinische Grenzgebiet, 2; Seminar für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten, 14tägig, 1; Wissenschaftliche Arbeiten für Physiker und Mediziner, tägl. — **Gramberg**: Maschinenkunde, 2. — **Linke**: Theoretische Meteorologie, 2; Erdmagnetismus und Polarlicht, 1 *g*; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Georgii), nach Vereinbarung. — **Georgii**: Das Klima der Polargebiete, 1; Allgemeine Klimatologie als Ergänzung, 1. —

**v. Braun**: Allgemeine Chemie II: Organischer Teil, 4; Chemische Tagesfragen, 2 *g*; Chemisches Kolloquium (mit Sieverts, Mannich, F. Hahn und Speyer), 2 *g*; Chemisches Seminar, 1; Chemisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Sieverts, F. Mayer, F. Hahn und Speyer): Anorganische Abteilung, tägl. außer Sonnabend, organische Abteilung, tägl. — **Lorenz**: Physikalische Chemie, 4, Übungen, 1; Spezielle Elektrochemie, 1 *g*; Kolloquium der physikalischen Chemie, 14tägig, 2 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Fraenkel), tägl.; Kleines Praktikum der physikalischen Chemie und Elektrochemie (mit Fraenkel), 4 Wochen; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Fraenkel), tägl.; Metallographisches Praktikum (mit Fraenkel), 3. — **Sieverts**: Analytische Chemie, 2; Atome und Moleküle, 1. — **Fraenkel**: Metallhüttenkunde, 2; Ausgewählte Kapitel aus der speziellen Metallkunde, 1. — **F. Hahn**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Seminar über anorganische Chemie, 14tägig, 2; Praktische Übungen im Arbeiten mit Gasen, 4. — **F. Mayer**: Konstitutions-Ermittelung organischer Verbindungen, 1; Chemie und Technologie der Farbstoffe, 1½; Praktische Übungen in der Färberei der Textilfasern, 3. — **Speyer**: Chemie der Alkaloide, 1; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2; Chemische Technologie: Organische Prozesse II, mit Exkursionen, 2. — **Fester**: Chemische Technologie II: Anorganische Großindustrie, Glas, Keramik usw., mit Exkursionen, 3. — **Popp**: Kriminologie II: Kriminaltechnik, 1 *g*; Kriminalistische Propädeutik (mit Raecke), 1. — **Mannich**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 3; Die analytische Auffindung der Gifte, 1; Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Brandt**: Pharmakognosie, 4; Pharmakognostisches Praktikum, 3; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung, *g*. — **Lautenschläger**: Neuere Arzneimittel, 1. — **Tillmans**: Chemie der pflanzlichen Nahrungsmittel und der Genußmittel, 2 *g*; Nahrungsmittelchemisches Praktikum oder Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

**Hellinger**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1; Differenzengleichungen, 2. — **Dehn**: Höhere Geometrie II, 4; Geschichte der Infinitesimalrechnung (mit Epstein, Hellinger, Siegel), 2 *g*; Seminar über reelle Lösungen von Differentialgleichungen (mit Szasz), 2. — **Epstein**: Zahlentheorie, 4; Elementare Probleme der Arithmetik und Algebra (mit Hellinger, Szasz), 2. — **Siegel**: Fouriersche Reihen mit Anwendung auf Physik und Zahlentheorie, 4. — **Schoenflies**: Mengenlehre, 4. — **Reinhardt**: Konforme Abbildung, 2; Graphische und numerische Methoden, 2, Übungen, 2. — **Brendel**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Himmelsmechanik, 3. —

**Bergakademie Freiberg.** **Brion**: Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Ludewig), 2. — **Ludewig**: Radiumkunde, 1; Radioaktives Praktikum, 3; Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Repetitorium, 1. —

**Brunck**: Anorganische Chemie, 6; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Döring**: Chemische Technologie, 2; Eisenprobierkunde, mit Vortrag, ½ Tag; Maßanalyse, 2. — **Ebert**: Geschichte der Metalle, 1. — **v. Walther**: Organische Chemie, 3; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. —

**Papperitz**: Höhere Mathematik, 6; Mathematisches Praktikum, 1; Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 2; Algebra: Weiterführung der Elementarmathematik, 1; Vektorrechnung, 1. — **Wandhoff**: Markscheidekunde und Geodäsie, 4; Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Vermessungskunde, 2; Instrumentenkunde, 1, 2; Grubenmeßübungen für Bergleute, 4, für Markscheider, 6; Rechenübungen und Ausarbeitung der Vermessungen, 2; Plan- und Rißzeichnen, 2. —

**Universität Freiburg i. Br.** **Himstedt**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn, Friedrich, Meyer), 2. — **Cohn**: Theorie des Lichts, 3; Übungen aus der theoretischen Physik, 1. — **Koenigsberger**: Mathematische Physik; Elektrizität und Magnetismus, mit Übungen, 3; Quantentheorie, 1, Ergänzungen, 1 *g*; Übungen aus der Geophysik, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Friedrich**: Ausgewählte Kapitel der Optik; Interferenz, Beugung, 2 *g*; Physik der Elektro- und Strahlentherapie, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Radiologischen Institut, *g*. — **Hammer**: Ausgewählte Aufgaben aus Experimentalphysik und Meßtechnik mit Übungen, 2. — **Meyer**: Elektrochemie und Photochemie, 3; Physikalische Chemie für Mediziner, 1; Photographie mit Übungen und Demonstrationen, 2; Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 2; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten. — **Hoppe**: Historische Probleme der Mathematik und Physik, 2; Geschichte des Äthers, 1. —

**Wieland**: Experimentalchemie II, 5; Chemisches Praktikum: a) anorganisch-analytische Abteilung (mit Schwarz und Schoeller), b) organische Abteilung (mit Lecher), tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerückte (mit Schoeller), tägl., für Mediziner und Zahnärzte (mit Autenrieth und Schoeller), 6, für Forststudierende (mit Autenrieth), 3; Kolloquium über neuere chemische Arbeiten für Vorgerücktere, 1 *g*. — **Schwarz**: Spezielle anorganische Chemie II: Metallographie, Komplexverbindungen, 3; Analytische Chemie, 2. — **Lecher**: Benzolderivate und Teerfarbstoffe II, 3; Erläuterungen zum organischen Praktikum, 1 *g*. — **Autenrieth**: Pharmazeutische Chemie I: Anorganische Chemie, 3; Wertbestimmung offizineller Drogen und Präparate, 1; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Schoeller**: Chemie der wichtigsten Arzneimittel, 1; Einleitung zum chemischen Praktikum für Mediziner, 1; Grundlagen der anorganischen Chemie für Mediziner, 1; Qualitative chemische Analyse, 2. — **Madelung**: Geschichte der Entwicklung der Valenz- und Koordinationslehre, 1; Einführung in die Anwendung organischer Farbstoffe mit praktischen Übungen, 1 Tag; Einführung in die chemische Großindustrie, mit Exkursionen, 1. —

**Loewy**: Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 5; Ausgewählte Probleme der Elementarmathematik, 3; Algebraische Theorie der Körper, 1 *g*; Mathe-

matik des Geldverkehrs, 1. — **Heffter**: Analytische Geometrie des Raumes, mit Übungen, 5; Galoissche Theorie der algebraischen Gleichungen, 2; Mathematik ohne Formeln (gemeinverständliche Übersicht), 1; Algebra und anderes, 2 g. — **Stickelberger**: Differentialgleichungen, 3. — **Bolza**: Funktionentheorie, 4. — **Seith**: Darstellende Geometrie I, 2, Übungen, 2 g. — **Ansel**: Populäre Astronomie mit Demonstrationen, 2; Astronomische Ortsbestimmung mit Übungen, 2; Vermessungswesen I, 6; Graphische Statik, 2; Meteorologie. —

**Universität Gießen.** **König**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4, Ergänzungen, 1; Physikalisches Großpraktikum: Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Anfänger-Praktikum (mit Uller und Cermak), 6, für Vorgeschrittene nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum (mit Uller und Cermak), 3; Physikalisches Seminar; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben (mit Cermak), 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 14tägig, 2. — **Fromme**: Geometrische und physikalische Optik, 3; Übungen in der theoretischen Physik, 1; Meteorologie, 1. — **Bergmann**: Einführung in die Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum, 3; Einführung in die Quantentheorie, 1. — **Uller**: Einführung in die Technik des elektrischen Wechselstromes, 1. — **Jentzsch**: Die Berechnung optischer Systeme, mit Übungen, 1; Die Abbesche Theorie der Bildentstehung, 2. —

**Elbs**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Brand und Meigen), tägl.; Chemische Übungen für Landwirte (mit Meigen), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner und Veterinärmediziner (mit Brand), 5; Chemische Unterrichtsübungen für Lehramtskandidaten (mit Meigen), 14tägig, 2 g; Pharmazeutisch-chemische und nahrungsmittelchemische Übungen (mit Brand), tägl.; Chemisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Brand und Meigen), 2. — **Meigen**: Qualitative Analyse, 2; Einführung in die Geschichte der Chemie, 1; Seminar für anorganische Chemie, 2 g. — **Brand**: Technologie der Farbstoff- und Heilmittelzwischenprodukte, mit Demonstrationen und Besichtigungen, 2 Tage; Neuere Theorien der organischen Chemie, 1; Seminar für organische Chemie, 1 g; Pharmazeutische Chemie I: Pharmazeutische Präparate, anorganischer Teil, 1½; Seminar für pharmazeutische Chemie, 1 g. — **Schaum**: Theoretische Chemie: Bau der Atome und der Molekeln, kinetische Theorie der Formarten, 2; Chemische Energetik und Verwandschaftslehre, 1; Besprechung wichtiger physikalisch-chemischer Fragen, 1; Physikalisch-chemische Übungen, 6 bzw. 3; Physikalisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Stintzing**: Physikalisch-chemische Methoden, 1; Repetitorium der allgemeinen Chemie, 1. — **Thomae**: Die Chemie in der Malerei, Graphik und Druckerei, 1. —

**Engel**: Algebra, 4; Theorie der Transformationsgruppen, 3; Mathematisches Seminar: Vorträge und Besprechungen über Transformationsgruppen, 2 g. — **Schlesinger**: Differential- und Integralrechnung II, 2, Übungen, 1; Über die durch die Gaußsche Reihe darstellbaren Funktionen, 2; Geschichte der mathematischen Ideenentwicklung von der Antike bis zur Gegenwart, 2; Mathematisches Seminar: Vorträge und Besprechungen über Differentialgleichungen, 1 g. — **Falckenberg**: Prinzipe der Mechanik, 2; Graphische Statik, 2, Übungen, 1; Mathematisches Seminar: Übungen für mittlere Semester, 1; Vorträge und Besprechungen zur analytischen Mechanik, 1 g. — **Maennchen**: Numerische und graphische Analysis: Reihen, Integrale, Differentialgleichungen, 3, Besprechungen, 1 g. —

**Universität Göttingen.** **Franck**: Radioaktivität, 2; Physikalisches Praktikum (mit Rausch v. Traubenberg), 4, für Physiker und Mathematiker, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Mathematisch-physikalisches Seminar: Physikalisches Proseminar (mit Born), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 g. — **Born**: Kinetische Theorie der Materie, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert), 2 g. — **Pohl**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Interferenz und Beugung des Lichtes, mit Experimenten, 14tägig, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Prandtl**: Mechanik der Kontinua, besonders Elastizität und Festigkeit, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, einschließlich der Aerodynamik, tägl.; Mathematisch-physikalisches Seminar: Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik, 2 g. — **Reich**: Angewandte Elektrizität, mit Experimenten, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Physik, tägl.; Seminar über angewandte Elektrizität, 1½. — **Gudden**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 14tägig, 2 g. — **Hertz**: Potentialtheorie, 4. — **Hoppe**: Geschichte der Elektrizität, 2; Lebensbilder zur Geschichte der Mathematik und Physik, 1. — **Rausch v. Traubenberg**: Praktikum der Atomistik und Radioaktivität, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Winkler**: Physikalisch-technische Handfertigkeitsübungen, 4; Übungen im Glasblasen, nach Vereinbarung. —

**Windaus**: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemisches Kolloquium für Fortgeschrittene, 2 g; Seminar für Lehramtskandidaten, 1 g; Chemische Übungen (mit Borsche und Wienhaus), tägl. außer Sonnabend, Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Wienhaus), 5. — **Borsche**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Kötz**: Probleme der Chemie, mit Denkübungen, 1; Chemische Technologie organischer Stoffe II, mit Demonstrationen und Exkursionen, 3; Tagesfragen der chemischen Technologie, für Fortgeschrittene, 1 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Wienhaus**: Einführung in das chemische Praktikum für Mediziner, 2; Chemische Untersuchungen über Tier- und Pflanzenstoffe I: Kohlehydrate, Glykoside, Holz, Kohlen, Lipoide usw., 1; Chemische Strukturbeweise, 1; Besprechung wichtiger Kapitel der organischen Chemie mit Fortgeschrittenen, 1 g. — **N. N.**: Qualitative Analyse, 3; Chemie der Platinmetalle, 1; Übungen in Spektral-, Mikro- und Lötrohranalyse, 2; Theorie und Praxis der quantitativen chemischen Analyse I: Maßanalyse und Gasanalyse, 2; Besprechung älterer und neuerer Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie mit besonderer Berücksichtigung der für die analytische Chemie wichtigen mit Demonstration, 1 g. — **Wedekind**: Chemie und Technologie der seltenen Elemente I, 1. — **Tammann**: Physikalische Chemie, 2; Heterogene Gleichgewichte, 1; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Praktikum für Anfänger, ganztägig; Kolloquium (mit Coehn), 1 g. — **Coehn**: Moderne Theorien der Chemie; Neuere Atomistik, Radioaktivität, Elektronentheorie, Nernstsches Wärmetheorem, 2; Photographisches Praktikum, 3; Photochemische Arbeiten, ganz- und halbtägig. — **Vogel**: Chemie der hohen Temperaturen, 1; Metallographisches Praktikum, 3; Seminar für heterogene Gleichgewichte, 1 g. — **Zsigmondy**: Kolloide Metalle, 1 g; Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 1; Praktikum der anorganischen und der Kolloidchemie, für Fortgeschrittene (mit Wintgen), ganz- und halbtägig. — **Wintgen**: Kolloidchemie der Eiweißstoffe, 1. — **Feist**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 3; Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1; Kolloquium über pharmazeutische Chemie, 1 g; Praktische Übungen in pharmazeutischer und toxikologischer Chemie, tägl. außer Sonnabend. —

**Hilbert**: Wissen und mathematisches Denken, 1 g; Grundlagen der Arithmetik (mit Bernays), 2; Mathematische Grundlagen der Quantentheorie, 2. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 6; Mathematisch-physikalisches Seminar: Ausgewählte Fragen

der angewandten Mathematik (mit König), 2 g. — König: Darstellende Geometrie II, 3. Übungen, 2. — Frl. Noether: Algebra, 4. — Behmann: Projektive Geometrie, 3. — Landau: Trigonometrische Reihen, 2; Ganze transzendente Funktionen, 2 g; Zahlentheorie III, 4. — Courant: Funktionentheorie, 4. Übungen, 1; Riemannsche Geometrie, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar: Seminar über Differenzengleichungen (mit Siegel), 2 g. — Siegel: Theorie der endlichen Gruppen, 3. — N. N.: Mathematische Betrachtungen zur Kosmogonie, 3. — Bernstein: Mathematische Statistik und Versicherungsmathematik, 3; Versicherungsrechnung mit schriftlichen Übungen, 2; Seminar für Versicherungswissenschaft, 2 g. — Lietzmann: Elementare Analysis, 2; Didaktik der angewandten Mechanik, 1. — Ambronn: Astronomische Konstanten und ihre Bestimmung, 2; Methode der kleinsten Quadrate, mit Anwendung auf astronomische und naturwissenschaftliche Probleme, 1; Leitung astronomischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Astronomisches Seminar, nach Vereinbarung. — Wiechert: Physik des Erdkörpers und Vermessungswesen: Erdbeben, Ebbe und Flut und Polschwankungen, Geodäsie, mit Lichtbildern, 3; Die Erde im Weltganzen, unter besonderer Berücksichtigung der Ätherfrage, 1; Polarlicht, 1 g; Seminar: Geonomische Fragen, 2 g; Geophysikalisches Praktikum, nach Vereinbarung. — Angenheister: Erdmagnetismus, 1. —

**Universität Graz.** Benndorf: Experimentalphysik III: Elektrizität und Magnetismus, 5; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend g; Besprechungen neuerer Arbeiten über den Aufbau der Materie (mit Radakovic), 2 g. — Heß: Experimentalphysik I, 5. — Rumpf: Die Elektrizitätsleitung in Gasen, 2. — Rosenberg: Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3 g. — Wasmuth: Über Anwendung der Statistik auf physikalische und chemische Fragen, 1. — Radakovic: Elektrizität, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — Brell: Vektorenrechnung mit Übungen, 3; Schwingungsprobleme, 2. — Ficker: Allgemeine Meteorologie, 3; Theorie der Föhnerscheinungen, 1; Konversatorium und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 2. —

Skrabal: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger (mit Faltis), tägl. außer Sonnabend, für Vorgeschrittene, tägl., für Mediziner, 4. — Kremann: Abriß der Kolloidchemie, 3; Metallographie und Metallhüttenkunde, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum für Vorgeschrittene, tägl. — Faltis: Pharmazeutische Chemie, 5. — Hemmelmayr: Chemische Fabriksindustrie organischer Stoffe, mit Exkursionen, 2; Experimentierübungen: Chemische Schulversuche, 2. — Zinke: Benzolchemie, 2; Besprechung ausgewählter organisch-chemischer Probleme, 1. — Lindner: Chemische Konstitution und physikalische Eigenschaften, 2. —

Sterneck: Differential- und Integralrechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 g. — Rella: Algebra, 5; Mathematisches Seminar, 2 g. — Streißler: Darstellende Geometrie, 3. — Hillebrand: Theorie der Rotation der Himmelskörper, 3; Theorie des solaren Klimas, 2. —

**Technische Hochschule Graz.** Kohlrausch: Physik I: Optik, 2, II: Physikalische Mechanik und Wärmelehre, 5. — Geitler: Schwachstrom-(Fernmelde-)Technik, 3. —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium; Anleitung zur mikrochemischen Analyse. — N. N.: Qualitative chemische Analyse I, 2, Laboratoriumsunterricht und Übungen, 14. — Reinitzer: Quantitative chemische Analyse, 1, Seminar, 2, Laboratoriumsunterricht und Übungen, 20. — Cordier: Ausgewählte Abschnitte aus der Geschichte der Chemie, 1. — Donau: Kolloidchemie I, 1; Stöchiometrie, 1. — Fuhrmann: Photographie: Negativ- und Positivprozeß, 2, Übungen, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der technischen Mykologie, nach Vereinbarung. —

N. N.: Mathematik I: Algebra und Analysis, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Einführung in die Vektorrechnung, 1; Projektive Geometrie, 3, Übungen, 3; Allgemeine Mechanik, einschließlich der Elemente der graphischen Statik I, 4, Übungen, 3. — Baule: Mathematik II, 4, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 4. — Schüßler: Darstellende Geometrie, 5, Repetitorium, 2, Konstruktive Übungen, 6; Seminarübungen, 2. — Leon: Technische Mechanik I, 5. — Klingatsch: Niedere Geodäsie I, $4^1/_2$, II, 2; Elemente der niederen Geodäsie, 4; Geodätische Zimmerübungen, 2, $1^1/_2$, 4; Situations- und Terraindarstellung, 4 und 2; Höhere Geodäsie, 2; Geodätisches Seminar, 8. —

**Universität Halle.** Mie: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Kleines physikalisches Praktikum, 2; Handfertigkeitspraktikum (mit Herweg und Wigand), 2; Physikalische Übungen, 6; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten, 2 g; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl. — Schmidt: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Übungen für angewandte Physik, 5; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — Wigand: Elektronen und Ionen, 1; Aerophysikalisches Praktikum; Meteorologie, Aerologie, atmosphärische Elektrizität und Strahlung, 2. — Herweg: Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, unter besonderer Berücksichtigung der neuesten Errungenschaften, 2; Praktische Übungen aus den modernen Forschungsgebieten, 1 Nachmittag. — Bernstein: Einführung in die Theorie der Maschinen, 2 g. —

Vorländer: Allgemeine Experimentalchemie I; Anorganische Chemie, 5; Verfahren zur Erforschung der Gestalt der Moleküle, 1 g; Chemisches Praktikum, 2 Halbtage; Übungen im chemischen Laboratorium (mit Weitz), tägl. außer Sonnabend. — Tubandt: Physikalische Chemie I, 3; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum, 3, Erläuterungen, 1 g; Praktische Übungen in der Elektroanalyse, tägl. außer Sonnabend; Übungen und Anleitung zu selbständigen Arbeiten im physikalisch-chemischen und elektrochemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — Weitz: Chemie der Metalle II, 1 g; Maßanalyse, 1; Chemisches Kolloquium für Fortgeschrittene, 1 g. — Erdmann: Chemische Technologie II, 2; Praktische Übungen für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend. — Schulze: Darstellung und Prüfung der Arzneimittel, organischer Teil, 2; Besprechung der Prüfungsmethoden des Arzneibuches, anorganischer Teil, 1 g; Chemisches Praktikum für Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend. —

Eberhard: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Kolloquium, 1 g. — Gutzmer: Integralrechnung, mit Übungen, 4; Einführung in die Theorie der höheren ebenen Kurven, 2; Übungen des Mathematischen Seminars, 14tägig, 2 g. — Doetsch: Über Funktionenoperationen, insbesondere die Laplace-Transformation, 1; Graphische und numerische Methoden der angewandten Mathematik, 4, Übungen, 2; Versicherungsmathematik, 2, Übungen, 1. — Jung: Elliptische und algebraische Funktionen, 4; Differentialgleichungen der Physik, 2; Übungen des Mathematischen Seminars, 14tägig, 2 g. — Wangerin: Analytische Mechanik II, 3. —

**Universität Heidelberg.** Lenard: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Physikalisches Seminar, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker), tägl. außer Sonnabend. — Becker: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 2; Theorie der Schwingungen, einschließlich Akustik, 1; Radiologie: Der Aufbau der Materie, 2; Besprechung theoretisch-physikalischer Fragen, $1^1/_2$ g. — Rasch: Theorie der Wechselströme, 1. —

Curtius: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 4; Chemisches Praktikum für Anfänger und für Geübtere

in anorganischer, organischer, physikalischer, analytischer und pharmazeutischer Chemie (mit Trautz, Stollé, Müller, Wilke u. v. Mayer), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Lehramtskandidaten, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Müller), 4. — **Bernthsen**: Chemische Technologie der Teerfarbstoffe, 2. — **Trautz**: Physikalische Chemie, 3; Elektrochemie der Gase und der Kristalle, 2; Praktische Einführung in die physikalische und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Stollé**: Analytische Methoden der organischen Chemie, 1; Pharmazeutische Chemie II: organischer Teil, 3. — **Müller**: Experimentalchemie I, anorganische Chemie (Schluß): Metalle, 2; Kolloquium über anorganische Chemie, 2; Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Praktische Übungen, 3. — **Krafft**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Mohr**: Theorien der organischen Chemie, 1. — **Wilke**: Einführung in die mathematische Behandlung der Chemie, 2; Praktische Übungen in der Kolloidchemie, 4. — **v. Mayer**: Praktische Einführung in die Nahrungsmittelchemie. —

**Perron**: Allgemeine Theorie der analytischen Funktionen, 5; Variationsrechnung, 2; Mathematisches Oberseminar (mit Liebmann), 2; Mathematisches Unterseminar, 1. — **Liebmann**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 3; Mathematisches Unterseminar: Integralrechnung, 1. — **Koehler**: Einführung in die Determinantentheorie, 2. — **Sternberg**: Einführung in die Theorie der Algebra, 4. — **Bopp**: Geschichte der nichteuklidischen Geometrie, 2; Politische Arithmetik einschließlich Versicherungswesen, 2. — **Wolf**: Elemente der Astronomie V: Sonne, 2 *g*. — **Kopff**: Besprechung neuer astronomischer Arbeiten (mit Vogt), 1 *g*. — **Vogt**: Ausgewählte Kapitel aus der Himmelsmechanik, 1. — ;

**Universität Jena.** **M. Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum: a) für Mathematiker und Physiker (mit Busch), 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten (mit Busch), 4, c) für Mediziner und Landwirte (mit Busch), 3, d) für Fortgeschrittene (mit Schumann, Försterling und Busch), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Försterling und Busch), tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Busch**: Experimentalphysik IV, für Fortgeschrittene: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 2; Physikalisches Seminar (mit Försterling), 1 *g*. — **Auerbach**: Theorie des Lichts, 4; Kinetische Theorie der Materie, 2; Entwicklungsgeschichte der modernen Physik, zugleich als Übersicht der Tatsachen, Gesetze und Theorien, 2. — **Försterling**: Ausbreitung elektrischer Wellen, 2. — **Ambronn**: Einführung in die Theorie des Mikroskops, mit Übungen, 2; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Mikroskopie, ganztägig. — **Siedentopf**: Prüfung des Mikroskops, 1. — **Köhler**: Mikrophotographie und Projektion, 1. — **Hecker**: Praktische geophysikalische Messungen, 1 *g*. — **Sieberg**: Praxis der Wetterkunde, 1; Erdbebenkunde (geologisch und physikalisch), 2. — **Schumann**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2; Grundlagen der Kraftmaschinen, 1; Kleines technisch-physikalisches Praktikum, 2; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl. —

**Gutbier**: Technische Chemie I, Anorganisch-chemische Großindustrie, 3; Chemie der Verbindungen höherer Ordnung, 1; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Schneider und Eller): in der anorganisch-analytischen Abteilung a) Vollpraktikum, 30, b) Halbpraktikum, 15, c) Mediziner-Vollpraktikum, 6, d) Mediziner-Halbpraktikum, 3, in der organischen Abteilung 40; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Schneider und Eller), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über neuere chemische Literatur (mit Schneider und Eller), 14tägig, 1 *g*. — **Schneider**: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 4; Ausgewählte Kapitel der aliphatischen Chemie III; Mehrwertige Karbonsäuren und verwandte Verbindungen, 1. — **Eller**: Grundzüge der Chemie der Farbstoffe, 2. — **Keller**: Pharmazeutische Chemie, 3; Nahrungsmittelchemie I, allgemeiner Teil, 1; Keimfreimachung von Arznei- und Verbandmitteln mit Übungen, 3; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Übungen zur Herstellung anorganischer und organischer Präparate (mit Kaufmann), tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf chemischem und chemisch-pharmazeutischem Gebiete (mit Kaufmann), tägl. außer Sonnabend; Nahrungsmittelchemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Kaufmann**: Arzneimittelsynthese, 2; Chemisches Repetitorium, 3. — **Hirsch**: Die Fermente und ihre Wirkungen, 2; Die Grundlagen der Chemotherapie, 1; Die für Mediziner wichtigsten physikalisch-chemischen Methoden, 1; Arbeiten in der chemischen Abteilung des Pharmakologischen Instituts, tägl. —

**Haußner**: Analytische Geometrie der Raume, 4, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 5; Theorie der krummen Flächen, 4, Übungen, 2; Proseminar; Anwendung der Differentialrechnung auf ebene Kurven, 1. — **Koebe**: Synthetische Geometrie, 2; Analytische Mechanik mit Einführung in die Vektoranalysis und Potentialtheorie, 3, Übungen, 1; Automorphe Funktionen und Uniformisierung, 1; Übungen in projektiver Geometrie, 1; Studium funktionentheoretischer Originalabhandlungen, 2. — **Knopf**: Bahnbestimmung von Kometen und Planeten, 4; Mathematische Geographie, 2. — **Winkelmann**: Technische Mechanik II: Festigkeitslehre, Hydromechanik, 4; Graphische Methoden und graphisches Rechnen, mit Übungen; Übungen in angewandter Mathematik, für Fortgeschrittene, 14tägig, 2. —

**Universität Königsberg i. Pr.** **Kaufmann**: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 5; Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*. — **Volkmann**: Thermodynamik, 4; Seminar: Physikalisch-theoretische Übungen und Arbeiten im Anschluß an M. Plancks Vorlesungen über Thermodynamik und an die eigene Vorlesung, 1 *g*; Laboratorium: Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6 und 3. — **Hoffmann**: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre, 2, Übungen, 2. — **Kretschmann**: Die Maxwellschen Grundgleichungen der Elektrizitätslehre, 3. —

**N. N.**: Organische Chemie, 4; Chemische Besprechungen (mit Eisenlohr und Sonn), . ; Chemisches Praktikum (mit Eisenlohr und Sonn), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4. — **Eisenlohr**: Kolloidchemie I; Chemie der seltneren Elemente, 1. — **Sonn**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 2; Ausgewählte Kapitel aus der pharmazeutischen Chemie, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Nahrungsmittelchemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Goy**: Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, tägl. —

**Meyer**: Einleitung in die Zahlentheorie, 4; Übungen im Mathematischen Seminar, *g*. — **Knopp**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1; Partielle Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Kaluza**: Determinanten, 2; Versicherungsmathematik mit Übungen, 5; Übungen zur Elementarmathematik, 2. — **Przybyllok**: Astrophysik, 3; Einführung in den Erdmagnetismus, 1; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*; Arbeiten auf der Sternwarte, *g*. —

**Universität Marburg.** **Schaefer**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Statistische Mechanik, 1; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Take und Stuchtey), 6; Übungen im Physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze, Take und Stuchtey), tägl.; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Take), 3. — **Schulze**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Feussner**: Geometrische Optik, 2. — **Take**: Ausgewählte Kapitel aus

der Elektrizitätslehre, mit Versuchen, 2. — **Stuchtey**: Geometrische Optik mit Vorführungen, 2; Übungen in Handfertigkeit, im Experimentieren und im Experimentalvortrag für zukünftige Oberlehrer, 4.—

**v. Auwers**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Chemisches Praktikum (mit Strecker), tägl. außer Sonnabend, für Vorgerückte, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Strecker), halbtägig; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Strecker), 4. — **Gadamer**: Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 5; Qualitative Analyse, 1 *g*; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Kleines chemisches Praktikum für Fortgeschrittene, 6. — **Strecker**: Spezielle anorganische Chemie, 3; Qualitative Analyse, 2; Konstitution anorganischer Verbindungen, 1; Kolloquium über analytische Chemie, 14tägig, 2 *g*. — **Krollpfeiffer**: Chemische Technologie I: Technologie der wichtigsten anorganischen Produkte mit besonderer Berücksichtigung der Verfahren zur Bindung des Luftstickstoffs, 2; Repetitorium der Chemie für Mediziner, 2. — **Reissert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Dieterle**: Ausgewählte Kapitel aus der Nahrungsmittelchemie II, 2. — **Thiel**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 3; Kolloidchemie, 1; Physikochemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Physiko-chemisches Praktikum, 3; Kleines physikochemisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. —

**Hensel**: Integralrechnung, 3; Elementare Zahlentheorie, 4; Seminar: Ausgewählte Kapitel der elementaren Zahlentheorie, 1 *g*. — **Fraenkel**: Ausgewählte Fragen der Elementargeometrie, mit Übungen, 2; Mengenlehre, mit Besprechungen und Übungen, 3. — **Neumann**: Fouriersche Reihen und Integrale, 3; Höhere Potentialtheorie, 4; Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Weierstraßsche Theorie der elliptischen Funktionen, 3; Übungen über graphische Methoden und numerisches Rechnen, 2. — **Hasse**: Höhere Algebra, besonders Kreisteilungslehre, 2; Mathematische Übungen für jüngere und mittlere Semester, 2. —

**Universität München. Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Wagner). — **Herzfeld**: Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4. Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Elektrochemie, 2. — **Graetz**: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum: a) Übungen in physikalischen Messungen, 4, b) Übungen in physikalischen Demonstrationen, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik, nach Vereinbarung, *g*. — **Schmauss**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4; Meteorologisches Seminar (Kolloquium), 1 *g*. — **Wagner**: Spektralanalyse der Röntgenstrahlen, 1. — **Donle**: Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie, 2 *g*. —

**Paul**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Lebensmittelchemie I, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde; Anorganische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen einschließlich physikalisch-chemischer, elektrochemischer und lebensmittelchemischer Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren, tägl. außer Sonnabend; Übungen (Fortbildungskursus) für praktische Apotheker, nach Vereinbarung. — **Willstätter**: Experimentalchemie II, 5; Praktische Arbeiten im Chemischen Laboratorium: a) unorganische Abteilung (mit Hönigschmid, Prandtl und Vanino), tägl. außer Sonnabend, b) organische Abteilung (mit Pummerer und Dieckmann), tägl., c) physikalisch-chemische Abteilung (mit Fajans), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Vanino), 4 oder 8; Arbeiten im Chemischen Laboratorium für fortgeschrittenere Mediziner, halb- oder ganztägig; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Fajans) A, 1 Tag, B, $\frac{1}{2}$ Tag; Kolloquium der organischen Chemie (mit Dieckmann, Pummerer, Kalb und Lecher), 1 *g*. — **Hönigschmid**: Analytische Chemie I: Elektrolytisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Kolloquium für physikalische und anorganische Chemie (mit Prandtl, Fajans und Herzfeld), 1 $\frac{1}{2}$ *g*. — **Prandtl**: Spezielle anorganische Experimentalchemie I: (1.—4. Gruppe des periodischen Systems), 4; Praktikum für Gasanalyse, 4. — **Pummerer**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Chemie der Kohlenhydrate, 1. — **Fajans**: Physikalische Chemie I, 3; Radioaktivität, Isotopie, Kernstruktur, 1. — **Kalb**: Chemische Technologie III: Organische Großindustrie, mit Exkursionen, 2. — **Bleyer**: Anleitung zu selbständigen biochemischen Arbeiten, für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend *g*. — **Lecher**: Heterozyklische Verbindungen II: Sechsringe. —

**Lindemann**: Analytische Mechanik, 4; Theorie der algebraischen und Abelschen Funktionen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 $\frac{1}{2}$ *g*. — **Voß**: Differentialgeometrie der Kurven und Flächen, 4, Übungen, 2 *g*; Theorie der unendlichen Reihen, 3. — **Brunn**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Hartogs**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 3. — **Dingler**: Elementarmathematik: Trigonometrie, Stereometrie, 2; Geschichte der Mathematik im Altertum als historische Grundlegung der Elementarmathematik, 2; Die methodologischen und erkenntnistheoretischen Grundlagen neuerer Theorien der Physik, speziell Relativitäts- und Atomtheorie, 1; Kolloquium zur Philosophie der exakten Wissenschaften und der Mathematik (Ernst Mach, Die Mechanik in ihrer Entwicklung), 1 $\frac{1}{2}$ *g*. — **Rosenthal**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 2 *g*; Einführung in die Mengenlehre, 1. — **Böhm**: Entwicklung der Technik und Organisation der Lebensversicherung mit Übungen, 3; Versicherungswissenschaftliche Übungen, 2 *g*; Determinanten mit Übungen, 2. — **Volk**: Integralrechnung, 5, Übungen, 1. — **v. Seeliger**: Lichtmessung (Photometrie) am Himmel, 2; Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Grossmann**: Differentielle Ortsbestimmungen, 2; Astronomische Übungen (mit Kienle), 1 *g*. — **Zinner**: Zeitrechnung und Zeitmessung in ihrer Entwicklung, 2. — **Kienle**: Doppelsterne und mehrfache Sternsysteme, 2; Probleme der modernen Astronomie, 1 *g*. —

**Universität Münster.** Schmidt: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), 3 und 6, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Kratzer und Szivessy), 2 *g*. — **Kratzer**: Optik, 4, Übungen, 2 *g*; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g*; Relativitätstheorie, 3. — **Szivessy**: Radioaktivität, 1. — **Rohmann**: Anwendungen der hochgespannten Elektrizität, 1 *g*. — **Siemens**: Theoretische Elektrotechnik, 1 *g*. —

**Schenck**: Grundzüge der organischen Experimentalchemie, 6; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 2; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Chemische Übungen für Mediziner (mit Kaßner, Ley und Fricke), 4; Chemisches Kolloquium (mit Ley), 1 *g*. — **Ley**: Elektrochemie, mit Demonstrationen, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4. — **Ott**: Analytische Chemie I, 2; Qualitative Analyse. — **Glund**: Ausgewählte Kapitel aus Chemie und Technologie der Kohle, 1 *g*. — **Fricke**: Chemie des Eiweißes, mit Berücksichtigung biologischer Fragen, 1. — **Goerens**: Metallographie und Metallurgie des Eisens (mit Strauß), *g*. — **Kaßner**: Maßanalyse, 1 *g*; Anorganische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Medizin und Pharmazie, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen des elektrischen Stromes, 1; Pharmazeutisch-chemische, maßanalytische und toxikologische Übungen, für Vorgerückte Anleitung zur selbständigen Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, tägl. außer Sonnabend. — **Bömer**: Nahrungsmittelchemie I, 2; Fütterungslehre, 1 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen

Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Chemie, für Fortgeschrittene (mit **König**), tägl. *g.* —

**v. Lilienthal**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Differentialgeometrie I, 4; Oberseminar, 2 *g.* — **König**: Differential- und Integralrechnung, 4; Elliptische Funktionen, 3; Unterseminar, 1 *g.* — **Kamke**: Algebra, 4. — **Daniel**: Übungen über Differentialgleichungen mit besonderer Berücksichtigung von Aufgaben aus den Naturwissenschaften, 2; Einführung in die Versicherungsmathematik, 2. — **Geilen**: Graphische Methoden, 2, Übungen, 2 *g.* — **Schewior**: Technische Mechanik I: Graphische Statik, mit Übungen, 3; Die Methoden der Geodäsie, 3. — **Plaßmann**: Die Fixsterne, 2 *g*; Beobachtung und Theorie der veränderlichen Sterne, 2; Gestalt und Größe der Erde, 1; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g.* —

**Technische Hochschule Prag.** **Tuma**: Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3. — **Koerner**: Thermodynamik, 2. —

**N. N.**: Anorganische Chemie, 4; Analytische Chemie, anorganisch, qualitativ, 2; Übungen im anorganisch-chemischen und analytischen Laboratorium I und II, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, tägl. außer Sonnabend. — **Wenzel**: Organische Chemie: Spezielle Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Analytische und synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Storch**: Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Maßanalyse, 1; Physikalische Chemie I: Chemische Statik und Dynamik, 2, IV: Elektrochemie, 3; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum, 1, Übungen, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalisch-chemischen Laboratorium, 15. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe I, 6, für Hüttenleute, 5; Übungen im anorganisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe I, 5; Übungen im organisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Gintl**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel und Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsgegenständen, 3, Übungen, 8; Methoden der quantitativen Mineralanalyse, 2; Praktische Metallographie, 2. — **Außerwinkler**: Photographie, 1, Übungen, 4. — **Harpf**: Allgemeine Chemie für Bergleute, 5; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie für Montanisten, 3; Technologie des Wassers, 3 —

**Carda**: Mathematik I, 6, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 6, Übungen, 4; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung, Funktionen einer komplexen Variablen, 2. — **Funk**: Mathematik II, 6, Übungen, 2; Ergänzungen zu Elemente der höheren Mathematik, 1; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Grünwald**: Mathematik für Handelsschüler, 3; Geometrische Elementar-Ballistik, 2, Übungen, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 4, Übungen, 2, II, 2, Übungen, 2; Mathematische Statistik, 2; Politische Arithmetik, 2. — **Mack**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktive Übungen, 6; Geometrie der Lage, 3, Konstruktive Übungen, 4. — **Pöschl**: Statik und Dynamik, 3, Übungen, 3; Flugtechnik II, 3; Dynamische Probleme der Maschinentechnik, 2; Seminar über neue Arbeiten aus dem Gesamtgebiete der technischen Mechanik (mit **Körner** und **Funk**), 2. — **Haerpfer**: Elemente der niederen Geodäsie; Vermessungskunde, 2, Übungen, 2; Niedere Geodäsie, 5; Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 3, Übungen, 2; Geodätisches Rechnen I, 2, II, 2. — **Stransky**: Einführung in die höhere Mathematik, 2. —


**Angebote.**

**Ingenieur oder Physiker**

zur Leitung eines Laboratoriums für Materialprüfung (technologische und chemische Abteilung) möglichst aus der elektrotechnischen Industrie gesucht. Bedingung: Gründliche Erfahrung auf obigen Gebieten. Erwünscht: Kenntnisse der Chemie und Metallographie.

Bewerbungen mit ausführlichem Lebenslauf, Lichtbild, Gehaltsansprüchen und frühestem Eintrittstermin unter Angabe von Referenzen erbeten unter **S. H. 611** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

**Gesuche.**

**Physiker**

mit Staatsexamen, 32 Jahre alt, unverheiratet, vielseitig, selbständ. und gewissenh. Arbeiter, vorzüglicher Experimentator mit Neigung und Talent z. Forschung und Betrieb, sucht Anst. in Industrielaborat. oder Betrieb, Werkstattpraxis, Spez. Hochfrequenz, Röntgentechnik u. Elektromed., drahtlose Telegr. u. Telef. Angebote unter **S. H. 614** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

**Mikro-Photometer**

nach **Hartmann** oder **Koch-Goos**
registrierend
kauft neu oder gebraucht

**Janke & Kunkel, Köln a. Rh.**

Zu kaufen gesucht

**Hochempfindliches Saitengalvanometer**

(auch defekt) möglichst mit photographischer Registriervorrichtung. Angebote unter **S. H. 615** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.


Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

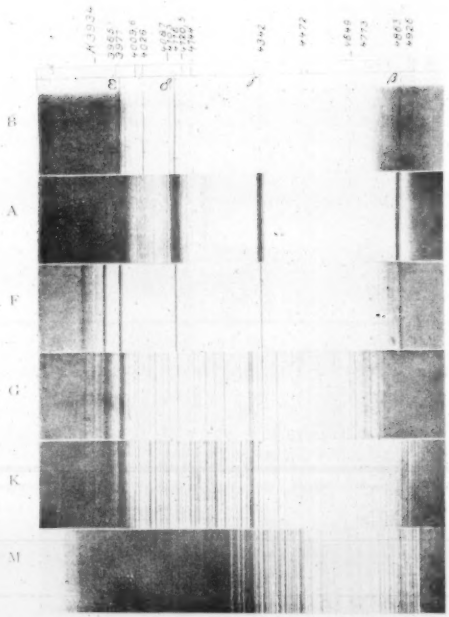



Fig. 1. Die Harvard-Klassifikation der Sternspektren. Die Spektren zeigen der Beobachtung entsprechend dunkle Absorptionslinien. Die Wellenlängen nehmen nach links ab; das rechte Ende der Skalen ist durch die Empfindlichkeit der Platte bedingt. Zur ersten Orientierung können die starken Linien der Klasse A, die 4 Balmerlinien $H_\beta$, $H_\gamma$, $H_\delta$ und $H_\varepsilon$, dienen. In der Skala der Wellenlängen entsprechen die Wellenlängen des mittleren Streifens den (neutralen) Heliumlinien; die darüber befindlichen Wellenlängen 4087, 4116 und 4649 Å Sauerstofflinien.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

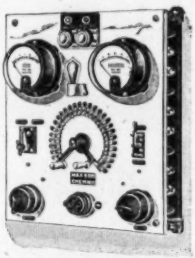
Fig. 1.

Fig. 2.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

a b c

# Max Kohl A.G. Chemnitz



50471. Experimentier-Schalttafel Type $A_1$, 110 Volt, 30 Amp.

**Physikalische Apparate**

**Funken-Induktoren**

**Ölluftpumpen**

**Experimentier-Schalttafeln**

**Projektions-Apparate**

**Laboratorienmöbel**

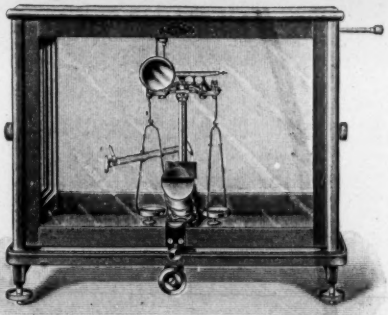
In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

# Sartorius-Werke A.-G. Göttingen

Prov. Hannover

**Analysen- und Präzisions-Wagen** für feine und feinste Wägungen in bekannt sauberster Ausführung.



**Sartorius'-**
**Mikro-chemische**
**Analysenwage.**

D. R. G. M. 786129—796130

*

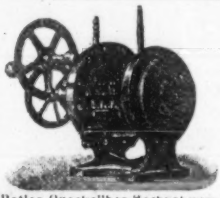
*Unsere Fabrikate sind in allen einschlägigen Geschäften zu Originalpreisen erhältlich.*

Katalog „Präcis 46" kostenfrei.

# Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

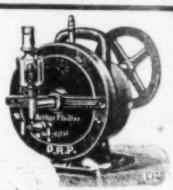


Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe . ystem Pfeiffer. D. R. P.

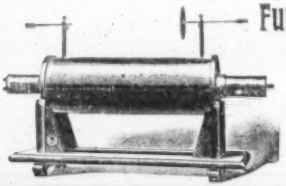
## Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Öl-luftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



## Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

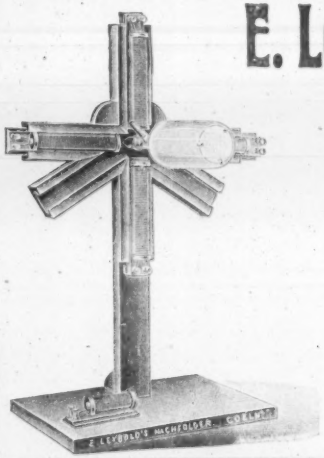
# E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

## Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53



*Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.*

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

*Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.*


Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.